



# Traitement d'antenne et imagerie sismique dans l'agglomération grenobloise (Alpes françaises) : implications pour les effets de site

Cécile Cornou

## ► To cite this version:

Cécile Cornou. Traitement d'antenne et imagerie sismique dans l'agglomération grenobloise (Alpes françaises) : implications pour les effets de site. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. <tel-00610535>

**HAL Id: tel-00610535**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00610535>**

Submitted on 22 Jul 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**OBSERVATOIRE DE GRENOBLE**  
**et**  
**LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE**

**Thèse**

présentée par

**Cécile Cornou**

pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I**

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers**

**Traitement d'antenne et imagerie sismique dans l'agglomération  
grenobloise (Alpes françaises) : implications pour les effets de site**

Date de soutenance : 15 mars 2002

Composition du jury :

M. R. A. Archuleta	invité	Professeur, UCSB, Californie
M. P.-Y. Bard	co-directeur de thèse	Ingénieur en chef, LCPC, Grenoble
M. M. Cara	rapporteur	Professeur, ULP, Strasbourg
M. F. Cotton	président	Professeur, UJF, Grenoble
M. M. Dietrich	directeur de thèse	Directeur de recherches, UJF, Grenoble
M. D. Fäh	examineur	Professeur, ETH, Zürich
M. S. Gaffet	rapporteur	Chargé de recherches, Géosciences Azur, Nice

# Avant-propos

Il y a quelques mois, j'avais lu, dans un recueil de brèves d'Umberto Eco, un passage sur l'art du remerciement ou plutôt sur l'art de ménager la chèvre et le chou... Je ne chercherai pas ici à ménager l'un ou l'autre et c'est avec sincérité que j'adresse les remerciements suivants.

Je commencerai par les ingrédients de cette thèse : les données sismologiques. Les données ne tombant pas du ciel, je remercie toutes les personnes qui m'ont aidée sur le terrain. Merci donc aux habitants de Saint Martin d'Hères et aux soeurs de la congrégation des Contemplatives qui ont gentiment supporté la présence d'une station sismologique dans leur jardin pendant quelques mois. J'ai pu constater à cette occasion à quel point tondeuse et câble de GPS faisaient mauvais ménage... Merci également à toutes les personnes du LGIT qui ont aidé à l'acquisition du profil de sismique réfraction. Merci en particulier à Jean-Pierre Gratier qui a su tenir sans faiblir, sans eau et sans nourriture, la digue de 7h à 23h ; à l'équipe de nuit qui a su affronter les champs de courgette à la recherche des stations perdues (Ah les monstres aux plantes!) ; à Pedro Andréo. Enfin, je ne saurais oublier les fortes émotions de l'Italie, de la Turquie, du Tibet et du Kirghyzistan partagées avec Michel Bouchon, Robert Guiguet, Hans Havenith, Hyre Karabulut et Marie-Paule Bouin.

Passons maintenant à la recette avec Michel Dietrich (à quand ta prochaine défaite à vélo???) et Pierre-Yves Bard (aïe aïe aïe, ma "bougonnerie" des dernières semaines...). Merci à tous deux pour vos conseils, votre disponibilité, votre patience et pour la liberté de travail que vous m'avez accordée.

Merci à tous ceux, du LGIT ou d'ailleurs, qui ont participé et aidé à la cuisson et su rendre ces dernières années très agréables. Je leur souhaite sincèrement une bonne route.

Je remercie par ailleurs Catherine Pequegnat ("Dis Cécile, tu ne veux pas faire un peu de ménage sur ton compte?") pour son efficacité informatique et les trois drôles de dames du secrétariat, France Blanc, Martine Prot et Jocelyne Chagny.

Merci aux goûteurs qui ont accepté de lire ce mémoire et d'y apporter leurs commentaires : Stéphane Gaffet, Michel Cara, Donat Fäh et Fabrice Cotton.

Merci aux gens de passage pour le petit plus : Frank Scherbaum et Ralph Archuleta.

Enfin, un grand merci à ma famille et à mes proches pour leur soutien et leur compréhension.



# Résumé

L'agglomération grenobloise est située sur un bassin sédimentaire profond et encaissé. Comme les autres vallées alpines, elle est sujette, en cas de séisme, à d'importants effets de site : les mouvements sismiques sont fortement amplifiés sur presque toute la gamme de fréquences intéressant le génie parasismique et leur durée est très allongée. S'intégrant dans un projet multidisciplinaire, ce travail se propose : d'analyser l'origine, la nature et les caractéristiques des ondes sismiques piégées dans le bassin, et de contribuer à une meilleure connaissance quantitative des caractéristiques mécanique et géométrique du remplissage alluvial.

A cette fin, un réseau dense de 29 sismomètres répartis sur 1 km<sup>2</sup> a été déployé en ville au printemps 1999. Des séismes locaux, régionaux et lointains furent enregistrés, ainsi que le bruit de fond sismique. Ces signaux ont été analysés grâce au traitement d'antenne MUSIC permettant d'identifier l'azimut, la vitesse, l'énergie et la polarisation des ondes traversant le réseau. Les critères de cohérence entre signaux retenus ont permis d'analyser environ 40% de l'énergie des séismes. Il en ressort que, dans le bassin, les ondes directes véhiculent seulement 20% de l'énergie cohérente et les 80% restant sont dus à des réverbérations locales entre les bords de vallée. Ces réverbérations (dont l'origine spatiale ne dépend pas du séisme considéré) prennent la forme d'ondes de surface composées environ de 60% d'ondes de Rayleigh et de 40% d'ondes de Love, excitées pour des fréquences supérieures à la fréquence fondamentale du bassin. A basse fréquence, les champs d'ondes associés au bruit sismique et aux séismes présentent une certaine similarité soulignant l'importance de la structure sur la propagation des ondes.

Enfin, des prospections sismiques réalisées dans la vallée du Grésivaudan à l'aide d'un camion vibreur ont permis de préciser la géométrie du substratum et d'estimer les vitesses et atténuations moyennes des ondes P et S.

# Abstract

Settled in a deep sediment-filled valley, the city of Grenoble faces significant site effects : large amplifications are observed over a broad band range of frequencies and ground motion duration is significantly increased even for moderate size events. This work is part of a larger project for site effects assessment in alpine valleys and is focused on evaluating the origin and nature of wavetrains travelling across the valley and on determining the geometry and mechanical characteristics of the shallow subsurface.

A 1 km aperture dense array of 29 seismometers was installed within the city and operated during spring 1999. This array recorded local, regional and teleseismic events as well as seismic noise. We used a method based on MUSIC array technique to evaluate backazimuth, velocity, energy and polarisation of wavetrains propagating across the array. Some coherence criteria between recorded signals lead us to investigate around 40% of the seismogram energy. In the basin, only 20% of this energy is carried by direct waves and 80% by reverberated waves within the valley. Reverberated waves are dominated by surface waves, composed of around 60% of Rayleigh waves and 40% of Love waves and excited whenever the frequency of the incident waves exceeds the fundamental frequency of the basin. The spatial origin of diffracted waves is very stable for all seismic events considered. At low frequency the wavefield associated with the seismic noise and earthquakes show a certain similarity, thus emphasising the importance of the basin structure on the wave propagation.

Finally, seismic prospecting performed in the Grésivaudan valley with a Vibroseis source allow to detail the geometry of the underlying bedrock and to estimate the P- and S- wave velocities and average attenuation values within the sedimentary fill.

# Table des matières

---

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>Traitement d'antenne : principe, limitations et tests</b>	<b>19</b>
2.1	Réseau de capteurs et algorithme MUSIC . . . . .	20
2.1.1	Quelques notes sur les analyses de réseau . . . . .	20
2.1.1.1	Historique . . . . .	20
2.1.1.2	Aperçu succinct des différents types d'analyse de réseau . . . . .	20
2.1.1.3	Quel type d'analyse pour quel type de problème ? . . . . .	22
2.1.2	Réseau de capteurs et matrice interspectrale . . . . .	23
2.1.2.1	La matrice interspectrale . . . . .	23
2.1.2.2	Géométrie du réseau . . . . .	28
2.1.2.3	Implications pour l'analyse d'antenne . . . . .	30
2.1.3	Algorithme MUSIC . . . . .	32
2.1.3.1	Formulation mathématique . . . . .	32
2.1.3.2	Evaluation des incertitudes et pouvoir de résolution . . . . .	37
2.1.3.3	Evaluation du nombre de sources . . . . .	38
2.2	Mise en oeuvre de la méthode MUSIC et tests sur synthétiques . . . . .	40
2.2.1	MUSIC en pratique et en image . . . . .	40
2.2.2	Définition des réseaux tests . . . . .	43
2.2.3	Sensibilité de la méthode à différents paramètres (cas d'une seule source) . . . . .	46
2.2.3.1	Influence du bruit de fond . . . . .	46
2.2.3.2	Sensibilités aux autres paramètres . . . . .	47
2.2.4	Cas de plusieurs sources . . . . .	48
2.2.4.1	Cas d'arrivées multiples (sans corrélation) . . . . .	48
2.2.4.2	Cas d'une succession de trains d'onde . . . . .	48
2.2.4.3	Cas de 2 sources corrélées et traversant simultanément le réseau . . . . .	50

2.2.5	Cas d'une sous-estimation ou sur-estimation du nombre de sources . . . . .	53
2.2.6	Cas des ondes dispersives . . . . .	53
2.2.7	Influence de l'angle d'incidence du front d'onde . . . . .	54
2.3	Des données synthétiques aux données réelles : les tremblements de glace . . . . .	55
2.3.1	L'expérience Girose 2000 . . . . .	55
2.3.1.1	Structure et propriétés du glacier . . . . .	55
2.3.1.2	Configuration de la nappe de capteurs et paramètres d'acquisition . . . . .	56
2.3.2	Mise en oeuvre du traitement d'antenne . . . . .	57
2.3.2.1	Distance épacentrale des événements de plus grande durée . . . . .	57
2.3.2.2	Vérification des autres contraintes pour le traitement d'antenne . . . . .	57
2.3.2.3	Détermination des fenêtres temps-fréquence d'analyse . . . . .	59
2.3.3	Résultats du traitement d'antenne . . . . .	60
2.3.3.1	Premiers observables et localisation des événements . . . . .	60
2.3.3.2	Etude de la vitesse apparente et du back-azimut . . . . .	63
2.3.3.3	Localisation des zones diffractantes . . . . .	65
2.3.4	Discussions/Conclusions . . . . .	69
2.3.4.1	Sur les tremblements de glace . . . . .	69
2.3.4.2	Sur la méthode MUSIC . . . . .	69
2.4	Conclusions méthodologiques . . . . .	69
2.4.1	Sur le potentiel de MUSIC . . . . .	69
2.4.2	Sur les limitations de MUSIC . . . . .	70
2.5	Annexe 1 : Événements "non déviés" . . . . .	71
2.6	Annexe 2 : Événements "déviés" . . . . .	74
2.7	Annexe 3 : Distribution de Wigner-Ville et réallocation d'énergie . . . . .	76
<b>3</b>	<b>Contribution de l'analyse de réseau à la compréhension des effets de site mul-</b>	
	<b>tidimensionnel. Cas de Grenoble.</b>	<b>81</b>
3.1	Les effets de site dans le bassin grenoblois . . . . .	82
3.1.1	Introduction sur les effets de site et leur évaluation . . . . .	82
3.1.2	Nature du remplissage sédimentaire et mise en évidence de la structure 3D du bassin . . . . .	85
3.1.3	Mise en évidence des effets de site (Lebrun, 1997) . . . . .	88
3.1.4	Comment voir les effets multidimensionnels (2D/3D) ? . . . . .	90
3.2	Analyse de réseau sur séismes : méthode . . . . .	91
3.2.1	Résumé . . . . .	91
3.2.2	Abstract . . . . .	92
3.2.3	Introduction . . . . .	93

3.2.4	General framework of the Grenoble experiment . . . . .	95
3.2.4.1	Geophysical parameters and amplification characteristics . . . .	95
3.2.4.2	Site constraints and array antenna type . . . . .	95
3.2.5	Field experiment and array response . . . . .	96
3.2.5.1	99' experiment : array design and acquisition parameters . . . .	96
3.2.5.2	Array resolution and aliasing phenomena . . . . .	97
3.2.6	MUSIC algorithm . . . . .	99
3.2.7	Data processing . . . . .	100
3.2.7.1	Array processing strategy . . . . .	100
3.2.7.2	Window selection : coherence analysis . . . . .	100
3.2.8	MUSIC limitations . . . . .	101
3.2.8.1	Correlated signals . . . . .	101
3.2.8.2	Correlated/colored noise . . . . .	103
3.2.8.3	Estimation of the number of signals . . . . .	105
3.2.9	Properties of waves : type and energy . . . . .	108
3.2.10	Test simulations . . . . .	111
3.2.10.1	Multiple arrivals of correlated, non-stationary and stationary waves	111
3.2.10.2	Sensitivity of MUSIC to some particular correlation phenomena	112
3.2.10.3	Polarization and energy . . . . .	113
3.2.10.4	Towards a statistical description of estimates . . . . .	114
3.2.11	Conclusion . . . . .	116
3.3	Analyse de réseau sur séismes : résultats . . . . .	118
3.3.1	Résumé . . . . .	118
3.3.2	Abstract . . . . .	118
3.3.3	Introduction . . . . .	119
3.3.4	The Grenoble99 experiment . . . . .	121
3.3.4.1	Quick overview . . . . .	121
3.3.4.2	Data . . . . .	122
3.3.5	Evidence of 3D diffraction effects . . . . .	123
3.3.5.1	Teleseismic events . . . . .	123
3.3.5.2	Local events . . . . .	126
3.3.6	Statistical view of estimates . . . . .	127
3.3.6.1	Selection of identified waves . . . . .	127
3.3.6.2	Statistical merging of estimates . . . . .	129
3.3.7	Identification and stability of diffractors at low frequency ( $< 1\text{Hz}$ ) . . . .	130
3.3.7.1	Teleseismic events . . . . .	130
3.3.7.2	Regional events . . . . .	134

3.3.8	Identification and stability of diffractors at high frequency ( $>1$ Hz) . . . .	135
3.3.8.1	Regional events . . . . .	135
3.3.8.2	Local events . . . . .	138
3.3.9	Importance of diffracted waves . . . . .	138
3.3.10	Discussion . . . . .	141
3.3.10.1	Edge generated surface waves . . . . .	141
3.3.10.2	Consequences on amplification values . . . . .	145
3.3.11	Conclusions . . . . .	149
3.4	Discussions et conclusions . . . . .	150
3.4.1	Sur le traitement d'antenne . . . . .	150
3.4.1.1	Calibration des capteurs . . . . .	150
3.4.1.2	Qualité des résultats et perspectives . . . . .	151
3.4.2	Sur les effets de site dans le bassin grenoblois . . . . .	152
3.4.2.1	Effet site-ville . . . . .	152
3.4.2.2	Non-linéarité . . . . .	153
3.4.3	Conclusions . . . . .	153
<b>4</b>	<b>Imagerie sismique de la vallée de l'Isère</b>	<b>155</b>
4.1	Introduction . . . . .	156
4.2	Profil de sismique réfraction . . . . .	158
4.2.1	Principe de la sismique réfraction . . . . .	158
4.2.2	Acquisition des données . . . . .	160
4.2.3	Détermination du T0 et corrélation du signal . . . . .	162
4.2.3.1	Évaluation de l'heure d'émission de la source . . . . .	162
4.2.3.2	Corrélation du signal source avec les signaux enregistrés . . . . .	163
4.2.4	Évaluation des vitesses moyennes et de la profondeur du substratum . . . .	166
4.3	Sismique de puits : Profil de Sismique Vertical (PSV) . . . . .	173
4.3.1	Caractéristiques principales du PSV . . . . .	173
4.3.2	Évaluation de l'atténuation apparente . . . . .	175
4.3.2.1	Formulation . . . . .	176
4.3.2.2	Évaluation du facteur de qualité des ondes P . . . . .	176
4.3.2.3	Ondes converties P-S et rapport $V_P/V_S$ . . . . .	178
4.4	Profil de sismique oblique (PSO) . . . . .	179
4.4.1	Sections sismiques . . . . .	179
4.4.2	Profils de vitesse des ondes P et des ondes S . . . . .	182
4.4.2.1	Validation du profil de vitesse des ondes P . . . . .	182
4.4.2.2	Estimation du profil de vitesse des ondes S . . . . .	184

4.4.3	Évaluation de l'atténuation moyenne des ondes P et S . . . . .	189
4.4.3.1	Evaluation du facteur de qualité moyen . . . . .	189
4.4.3.2	Résultats et discussion . . . . .	190
4.4.4	Quelques éléments sur la géométrie de l'interface sédiments/substratum rocheux . . . . .	191
4.4.4.1	Observables . . . . .	191
4.4.4.2	Comparaison avec des données de sismique réflexion proche du forage . . . . .	192
4.4.4.3	Particularité des composantes horizontales du PSO à grande profondeur . . . . .	193
4.5	Synthèse et conclusion . . . . .	196
4.5.1	Nature et structure du remplissage sédimentaire . . . . .	196
4.5.2	Vitesses des ondes sismiques . . . . .	197
4.5.3	Evaluation de l'atténuation . . . . .	198
4.5.4	Conclusion . . . . .	199
4.6	Annexes . . . . .	200
4.6.1	Caractéristiques et utilisation de la source vibrosismique . . . . .	200
4.6.1.1	Expression mathématique . . . . .	200
4.6.1.2	Implication de l'utilisation d'une source vibrosismique : corrélation entre la source vibrosismique et les enregistrements aux récepteurs . . . . .	201
4.6.1.3	Camion vibreur . . . . .	202
4.6.2	Configuration d'acquisition de la sismique de puits oblique (PSO) . . . . .	202
<b>5</b>	<b>Contribution de l'analyse de réseau à la compréhension du bruit de fond sismique</b>	<b>205</b>
5.1	Introduction . . . . .	206
5.2	Les bouffées d'énergie entre 2 et 4 Hz . . . . .	207
5.2.1	Caractéristiques temporelles et fréquentielles de ces bouffées . . . . .	207
5.2.2	Données et méthode de traitement d'antenne . . . . .	208
5.2.2.1	Données, réseaux et géométries d'acquisition . . . . .	208
5.2.2.2	Méthode d'analyse en réseau . . . . .	210
5.2.3	Résultats de l'analyse de réseau . . . . .	211
5.2.3.1	Distribution spatiale des bouffées d'énergie . . . . .	211
5.2.3.2	Nature et origine des bouffées d'énergie . . . . .	212
5.2.3.3	Conclusions . . . . .	219
5.3	Analyse du bruit de fond grenoblois à basse fréquence ( $< 1$ Hz) . . . . .	221

5.3.1	Observables : amplification du mouvement du sol et perturbations météorologiques . . . . .	221
5.3.1.1	Données Météo France . . . . .	221
5.3.1.2	Mise en évidence de l'amplification : comparaison jours "mouillés" / jours "secs" . . . . .	222
5.3.1.3	Comparaison avec les données de Géoscope . . . . .	223
5.3.1.4	Variabilité spatiale du bruit de fond en fonction des conditions météorologiques . . . . .	226
5.3.2	Traitement d'antenne sur le bruit de fond . . . . .	228
5.3.2.1	Méthode et données . . . . .	228
5.3.2.2	Identification et nature des ondes selon les jours "secs" et les jours "mouillés" . . . . .	229
5.3.2.3	Composition du bruit de fond . . . . .	235
5.3.2.4	Rapport H/V et conditions météorologiques . . . . .	237
5.4	Synthèse et conclusion . . . . .	239
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>241</b>
<b>7</b>	<b>Annexes</b>	<b>247</b>
7.1	Carte de l'agglomération grenobloise . . . . .	248
7.2	Localisation des stations du "grand" réseau . . . . .	249
<b>8</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>251</b>



# Chapitre 1

## Introduction générale

---

1911 ... Séisme d'Europe centrale<sup>1</sup> ... une dépêche dans le Petit Dauphinois :

“La terre, hier, a encore tremblé. Vers 3 heures du matin, en effet, une oscillation qui n'a pas duré, d'ailleurs, plus de trois secondes, a été ressentie à Grenoble et dans les environs.

- Terre, avons-nous demandé au globe en ressentant ses vibrations, terre, tu trembles de peur !

- Non ! nous a-t'elle répondu comme Bailly, je tremble mais c'est d'effroi !

La terre s'exprime très mal en français. A-t-elle dit d'effroi ou de froid, on ne sait. Si elle faisait allusion aux cataclysmes nombreux qui se produisent depuis quelques jours sur tous les points du globe, elle parlait certainement d'effroi. Si sa pensée se reportait à la température, elle parlait de froid. Comme il ne s'agit, en l'espèce que d'une question d'accent ou d'apostrophe, nous n'avons pas osé apostropher cette vaste rodondité que Flammarion ou quelque autre savant a appelé : un foyer central enveloppé d'une vieille croûte. La vieille croûte s'en serait froissée. N'empêche qu'hier, la terre à Grenoble, trembla. [...]”

Montcenis, samedi 7 janvier 1911, Le Petit Dauphinois (no 11146)

1999 ... séisme de Laffrey<sup>2</sup>, 15 km de Grenoble ... un article dans le Dauphiné Libéré :

“Grenoble, la petite ville “blottie” sous le Rachais, a bel et bien vibré sous les secousses provoquées par le petit (3.5 sur Richter ...) séisme de ce lundi matin. De nombreux témoignages d'habitants ont même confirmé que plus leur appartement était situé élevé en étage, plus elles avaient été perçues. Comme un diapason en train de vibrer...[...]”

Dauphiné Libéré du 14 janvier 1999.

---

<sup>1</sup>Ce séisme a eu lieu le vendredi 6 janvier 1911 au petit matin. Plusieurs dépêches de quotidiens à Grenoble et Marseille font état de secousses ressenties par la population et d'un violent tremblement de terre en europe centrale. Nous n'avons malheureusement pas pu déterminer l'épicentre exact de ce séisme.

<sup>2</sup>Séisme du 11 janvier 1999 de magnitude locale 3.5 et dont l'épicentre était situé à 15 km environ au sud de Grenoble.

Pourquoi tant de vibrations à Grenoble ? pour les mêmes raisons que celles qui ont malheureusement causé de nombreux dommages dans la ville de Mexico lors du séisme de Michoacan de 1985 dont l'épicentre était pourtant situé à près de 200 km de la ville. A cause des "effets de site". Ces effets qui, comme leur nom l'indique, font qu'en un endroit donné et suite à une géologie et une structure du sous-sol localement très particulières, l'amplitude et la durée du mouvement du sol sont largement démultipliées comparées à celles qui auraient dû être observées dans un contexte de géologie dit "normal". Un effet de site n'est mis en exergue que si il y a des séismes. Pour ce qui est de la sismicité aux alentours de Grenoble, elle est modérée. Cependant, un séisme de magnitude 5 [analogue à Corrençon (1962) ou Annecy (1996)] à proximité même de l'agglomération ne peut être exclu (Levret, 1994). Et, au vu des effets de site observés, l'aléa<sup>3</sup> sismique à Grenoble n'est donc pas négligeable toute proportion gardée (Grenoble n'est pas Mexico ou San Francisco).

1911 ... Grenoble, ville de 80000 habitants située dans les Alpes françaises, au confluent de deux vallées sédimentaires formant ainsi un Y, et bordée des massifs subalpins de Chartreuse, de Belledonne et du Vercors.

1999 ... Grenoble agglomération de 500000 habitants environ et de nombreuses industries dont certaines à risque spécial (usines chimiques, ...).

Et alors ? et alors Grenoble devient vulnérable : un aléa (séisme potentiel et effets de site) et une composante anthropique. Apparaît ainsi la notion de risque<sup>4</sup> sismique qui peut être défini - parmi moult autres déclinaisons - comme la confrontation d'un aléa sismique avec des enjeux (d'ordre économique, humain, environnemental, ...).

Toute étude de risque requiert donc l'intégration de ses composantes anthropiques et naturelles. C'est cette dernière composante qui nous intéresse et notamment l'étude des effets de site.

---

<sup>3</sup>L'aléa sismique caractérise les paramètres du mouvement du sol en une région donnée suite à un séisme donné. L'effet de site n'en est qu'une de ses composantes.

<sup>4</sup>Comme dans le domaine des sciences, coutume est de formaliser les problématiques sous forme d'équations, la variable risque est souvent définie comme suit :

$$risque = ala \times vulnérabilité$$

Cette définition a cependant l'inconvénient majeur d'une représentation implicite cause (aléa) à conséquence (vulnérabilité), excluant ainsi que la vulnérabilité puisse elle-même générer un aléa. Des études récentes, aussi bien dans le domaine des sciences humaines (L'expertise dans le domaine de l'environnement : le cas du risque sismique, du risque d'inondation et du risque de mouvement de terrain, école thématique CNRS/MSH Alpes, Les Houches, 2001) que dans celui des sciences de la terre montrent que la limite entre les variables risque, aléa et vulnérabilité est ténue et notamment que l'aléa pourrait être vu comme un hybride ayant à la fois des composantes naturelles et anthropiques. A titre d'exemple dans le domaine des sciences de la terre, la récente thèse de Guéguen (2000) a montré, que les interactions site-ville sous sollicitation sismique n'étaient pas négligeables, et plus précisément, que les bâtiments considérés jusqu'alors comme une composante de la vulnérabilité seule pouvaient aussi être acteurs de l'aléa par relibération d'énergie sismique dans le sous-sol.

Les effets de site à Grenoble (comme d'ailleurs dans les autres vallées de ce type) sont dus, au premier ordre, à un remplissage sédimentaire “mou” reposant sur un substratum rocheux plus “rigide”. Les ondes incidentes, se trouvent alors piégées et se réverbèrent dans le bassin “comme dans une grande marmite regorgeant d'alluvions, et agissant à la manière d'une énorme caisse de résonance.” (Dauphiné Libéré du 14 janvier 1999), conduisant ainsi à augmenter à la fois et la durée et l'amplitude du mouvement du sol. Ces effets de site sont très importants à Grenoble et ont été mis en évidence par Lebrun (1997). Ce dernier montra ainsi que, pour des séismes modérés, l'amplitude du mouvement du sol observée dans l'agglomération était environ 10 fois supérieure à celle mesurée au rocher pour une gamme de fréquences s'étendant de 0.2 à 5 Hz. Grenoble n'est pas un cas particulier, loin s'en faut. Sa géométrie, la nature de son remplissage et son type de bâti sont en effet très représentatifs des autres vallées alpines et notamment des vallées alpines italiennes qui, elles, sont sujettes à un potentiel sismique plus conséquent qu'à Grenoble. Grenoble ayant l'avantage d'être un pôle où sont concentrés tout à la fois les moyens humains et matériels, il devenait naturel d'en faire un site pilote d'étude des effets de site dans les vallées alpines afin, entre autres, de comprendre, préciser et quantifier les effets observés par Lebrun (1997).

Dès lors, au cours de l'année 1998, fut démarré un projet pluridisciplinaire<sup>5</sup> regroupant les volets suivants :

- l'effet site-ville (Guéguen *et al.*, 1999) ;
- l'effet non-linéaire (Lussou, 2001) ;
- la modélisation numérique 3D de la réponse du bassin (Bard *et al.*, 1999) ;
- l'exploration géophysique ;
- les effets de site multidimensionnels ;
- la structure en vitesse des ondes P et S par analyse de bruit de fond (Bettig *et al.*, 2001) ;
- un forage profond<sup>6</sup> (Lemeille *et al.*, 2000) ;

C'est dans ce contexte que s'est déroulée cette thèse qui porte plus précisément sur l'étude des effets de site multidimensionnels et l'exploration géophysique. Explicitons plus avant le pourquoi et l'intérêt de ces deux thématiques.

Nous avons précédemment dit que les effets de site observés à Grenoble étaient principalement dus à un piégeage et à un phénomène de réverbération des ondes à l'intérieur du remplissage sédimentaire. Cette vision est quelque peu simpliste dans le cas qui nous concerne. Lebrun (1997), lors de son étude des effets de site, a émis l'hypothèse qu'en sus d'un piégeage simple des ondes entre le substratum et la surface (effet monodimensionnel), des ondes de surface seraient générées sur les bords de la cuvette puis piégées dans le remplissage (effet multidimensionnel) contribuant

---

<sup>5</sup>projet financé par le Pôle Grenoblois des Risques Naturels et le Programme National des Risques Naturels de l'Institut National des Sciences de l'Univers.

<sup>6</sup>opéré et financé par l'Institut de Protection et de Sécurité Nucléaire

à leur tour aux amplifications et allongements de la durée du mouvement du sol observés. Son sentiment fut conforté par les simulations numériques réalisées depuis (Cotton *et al.*, 1998, Bard *et al.*, 1999). Ces dernières montrèrent en effet, pour des fréquences allant jusqu'à 1.6 Hz, d'importantes ondes diffractées sur les bords de bassin et leur piégeage à l'intérieur de celui-ci. Ceci conduit à des sismogrammes complexes composés de multiples trains d'ondes mélangés. L'importance de ces ondes dans l'aléa n'est plus remise en doute depuis fort longtemps et on leur attribue souvent une partie des dommages occasionnés à proximité des bords de vallée (Liu *et al.*, 1992 ; Yuan *et al.*, 1992 ; Graves, 1993 ; Stewart *et al.*, 1995 ; Kawase *et al.*, 1996). Bien que la littérature "numérique" fuse à leur sujet, ces effets ont cependant rarement été étudiés et surtout quantifiés. La compréhension et la quantification des phénomènes de diffraction nous semblait ainsi important en débutant ce travail.

Outre l'observation proprement dit des effets de site, les simulations numériques offrent l'opportunité de modéliser le mouvement du sol et de contribuer ainsi à la fois à la compréhension des effets observés et à la prédiction des effets futurs. Cependant, l'interprétation et la modélisation souffrent bien souvent d'une méconnaissance de la géométrie et des caractéristiques mécaniques de l'objet étudié (ici, le bassin sédimentaire). Graves (1998) résuma fort bien cette problématique :

"However, we must keep in mind that computational needs are not only restrictions which may limit the successful application of these types of analyses. In fact, for many situations, the main limitations for these large scale long period 3D ground motion simulations are no longer related to computational issues, but rather reflect our lack of sufficient knowledge of earthquake source processes and 3D structure, particularly those which contribute to the ground motion response at periods around 1 sec. This stresses the need for 1) independent analyses to develop a better understanding of fault rupture and earthquake source characterization, integrating both kinematic and dynamic representations of the source processes and 2) comprehensive, multidisciplinary studies including geologic, seismological, and geophysical observations to develop and validate 3D velocity models for regions of complex geology. By improving our knowledge on these fronts, we will reduce the uncertainty in our numerical simulation models, and this will provide us a more reliable predictive capability of the ground motion response expected for future earthquakes."

La structure 3D du bassin grenoblois n'a été mise en évidence de façon quantitative que seulement très récemment. Ainsi, en 1997, les prospections gravimétriques de Vallon (1999), le microzonage<sup>7</sup> de Lebrun (1997) et la sismique de Dietrich et Ménard (1995) donnaient l'image d'un bassin profond (jusqu'à 800 m au centre ville), encaissé et surtout montraient la grande variabilité de l'interface sédiments/substratum. Cependant les valeurs de vitesse des ondes sismiques ainsi que les valeurs d'amortissement des ondes restaient du domaine de l'expectative.

---

<sup>7</sup>Le microzonage a consisté à calculer les rapports H/V (Nakamura, 1996) sur du bruit de fond. En faisant l'hypothèse d'une vitesse d'ondes S moyenne, il est alors possible de retrouver la profondeur supposée du contact entre milieu mou et milieu plus rigide.

Or ces paramètres contraignent en grande partie les caractéristiques de propagation des ondes sismiques et par conséquent des effets observés en surface. Cet aspect (vitesses et valeurs d'atténuation des ondes sismiques) constituait donc le second souci que nous avions au début de notre étude.

Etude des effets de site multidimensionnels et imagerie géophysique sont donc deux éléments nécessaires à la compréhension des effets de site affectant le bassin grenoblois.

Toute étude directe des effets multidimensionnel ne peut être sans l'identification au préalable dans les sismogrammes des trains d'ondes diffractés. Pour se faire, on dispose généralement des capteurs proches les uns des autres et selon une configuration particulière. L'analyse simultanée des signaux enregistrés par les différents capteurs s'appelle l'analyse de réseau (ou traitement d'antenne). De façon très imagée, et comme l'a bien défini Tressols (1996), l'analyse de réseau revient à considérer l'ensemble de capteurs comme un oeil intégrant les informations qui lui parviennent (trains d'ondes) pour leur rendre leur dimension spatiale et temporelle (caractéristiques de propagation). Le traitement d'antenne est donc un outil qui permet directement d'identifier et de caractériser les différents champs d'ondes se propageant au travers du réseau de capteurs. Habituellement en sismologie, ce type d'analyse est réalisé aussi loin que possible de l'agitation urbaine afin d'avoir des enregistrements sismiques de fort rapport signal sur bruit. Notre objet d'étude étant Grenoble, nous avons donc placé un réseau dense dense d'ouverture 1 km et composé de 29 capteurs sismologiques en ville, au coeur même de l'agitation urbaine ... Ceci ne saurait être un problème en soi si la sismicité était forte et les signaux simples. Or, ce n'est pas le cas : le niveau de bruit est élevé (avec des caractéristiques très particulières que nous évoquerons plus avant), la sismicité est modérée et les signaux sont complexes (trains d'ondes mélangés). C'est ce que nous appellerons dans le développement de ce mémoire le "contexte grenoblois".

Une des définitions que donne le Petit Larousse du mot réseau, en substituant "personnes" à "capteurs", est "ensemble de capteurs qui sont en liaison en vue d'une opération clandestine". Nous essayerons ainsi de lever dans un **second chapitre**, autant que faire se peut, le voile de la clandestinité en définissant ce qu'est l'analyse de réseau, quels sont ses potentiels et ses limites. Les illustrations et choix faits dans ce chapitre sont en étroite relation avec le contexte grenoblois précédemment évoqué.

Puis, dans un **troisième chapitre**, un traitement d'antenne sera opéré sur une série de séismes (locaux, régionaux, télé-séismiques) enregistrés au cours du printemps 1999 par le réseau dense. Ce chapitre tentera de répondre aux questions suivantes : d'où viennent les champs d'ondes diffractés ? quelle est leur nature et leur composition ? quelle énergie véhiculent-ils ? quels liens avec les évaluations classiques des effets de site ? sont-ils les effets de site prédominants à

Grenoble ?

Dans un **quatrième chapitre**, nous utiliserons les données acquises lors d'investigations géophysique de type sismique (sismique réfraction et sismique de puits) pour préciser la géométrie du substratum, les vitesses des ondes sismiques dans le remplissage et le substratum et enfin les valeurs d'atténuation apparente des ondes.

Enfin, dans un **dernier chapitre**, l'étude par traitement d'antenne du bruit de fond sismique nous conduira à préciser l'origine, la nature et la composition de ce bruit. Ce chapitre peut paraître a priori très éloigné de la problématique des effets de site énoncée précédemment. Nous verrons cependant que les résultats de ce chapitre contribuent à une meilleure connaissance des caractéristiques du bruit de fond sismique qui est très largement employé dans les évaluations des effets de site sans pour autant que son origine et sa nature soient bien connues.

## Chapitre 2

# Traitement d'antenne : principe, limitations et tests

---

*Après un rapide survol des techniques d'analyse de réseau, nous voyons en quoi, dans ce chapitre, le traitement d'antenne MUSIC peut être l'outil adapté à la problématique grenobloise énoncée en introduction générale. Puis, nous nous attardons sur les caractéristiques de la matrice interspectrale et sur les géométries de réseau qui constituent les deux ingrédients essentiels à MUSIC. L'algorithme proprement dit est ensuite explicité. Finalement, des tests sur synthétiques et sur tremblements de glace sont réalisés afin de souligner la robustesse et les facteurs limitant de la méthode.*

## 2.1 Réseau de capteurs et algorithme MUSIC

### 2.1.1 Quelques notes sur les analyses de réseau

#### 2.1.1.1 Historique

L'analyse de réseau traite précisément "des problèmes de localisation de sources émettant de l'énergie dans un milieu de propagation à partir d'observations mesurées sur un réseau de capteurs et des problèmes d'estimation des composantes fréquentielles du signal" (Marcos, 1998). Les traitements d'antenne, terme communément employé pour désigner les méthodes d'analyse de type réseau, constituent des outils majeurs dans des domaines d'application aussi variés que le biomédical, les télécommunications, le sonar, le radar, la géophysique de subsurface et la sismologie. Les traitements d'antenne ont vu leur essor grâce au nucléaire et à la demande des autorités dès 1965 (Traité de Genève sur le désarmement) de développer des réseaux régionaux constitués de capteurs sismologiques pour détecter les explosions nucléaires. LASA et NOR-SAR ont ainsi été, dans le domaine de la sismologie, les deux premiers réseaux développés dans les années soixante par les groupes de recherche de Lincoln Laboratory, Texas Instruments et Teledyn-Geotech. Cet effort instrumental s'accompagna d'un essor des techniques d'analyse de réseau : ainsi, de techniques au début des années soixante assez intuitives mais peu précises et surtout incapables de séparer des arrivées multiples ("formation de voies classiques", voir le bref descriptif de la méthode plus loin), les années 1970 ont vu l'essor de méthodes plus résolutes. Capon (1969) qui travaillait à l'époque au laboratoire Lincoln en fut l'un des acteurs principaux et les concepts qu'il développa ont toujours cours. La fin de la guerre froide constitue en quelque sorte la seconde période charnière pour le développement des techniques de traitement d'antenne. En effet, à la fin des années 1970, concertation entre progrès technologique, progrès informatique, développement des méthodes de traitement du signal et surtout demande de la part des instances militaires de trouver une utilité à du matériel pré-existant aboutit à la naissance des techniques dites Haute Résolution (HR). A contrario du début des années 1970, ce fut le domaine du sonar passif qui vit l'élaboration de ces méthodes (Marcos, 1998). Il faudra attendre l'année 1987, dans le paysage de la littérature internationale, et le travail de Goldstein et Archuleta (1987) pour voir l'application de ces méthodes HR à la sismologie. Ces méthodes ne sont cependant pas devenues des standards de traitement d'antenne dans ce domaine, la littérature restant focalisée sur des analyses de type Capon (1969) - communément appelée analyse  $f$ - $k$  - ou bien des analyses d'intercorrélacion.

#### 2.1.1.2 Aperçu succinct des différents types d'analyse de réseau

Nous donnons ici un aperçu très succinct des différentes méthodes de traitement d'antenne selon leur ordre d'apparition chronologique. Cet aperçu est loin d'être exhaustif et précis et nous



invitons le lecteur à se reporter aux ouvrages de Marcos (1998) et Fleury (2000) pour de plus amples informations sur les différentes approches et à la thèse de Tressols (1996) pour l'évolution des réseaux sismologiques.

### Formation de voies classiques (“beamforming”)

Au début des années soixante, les analyses de réseau consistaient à opérer un décalage temporel à chaque signal enregistré en différents points de l'espace et à les sommer (méthode dite de retard-sommation). Si les signaux sont remis en phase par décalage temporel, l'amplitude du signal est multipliée d'un facteur plus important que l'amplitude du bruit (si ce dernier est décorrélé). Puis, par essai-erreur sur les temps d'arrivées comparés à ceux obtenus avec un modèle de vitesse *a priori*, on en déduisait la localisation de la source. Cette méthode assez intuitive avait cependant le désavantage d'être peu précise et de ne pas résoudre les événements multiples. La version de cette méthode dans le domaine de Fourier est communément appelée méthode  $f - k$  classique (recherche des vecteurs nombre d'onde qui maximisent l'amplitude du spectre de Fourier autour de sa fréquence centrale).

### Formation de voies adaptatives ou méthode de Capon (1969)

Cette méthode consiste à construire des filtres autour d'une fréquence  $f_0$  et à chercher les directions  $\mathbf{k}$  (nombre d'onde) où la puissance du signal est maximale. Ces filtres doivent donc assurer les conditions suivantes : 1) à une fréquence  $f_0$  fixée, la puissance en sortie du filtre est égale à la puissance à l'entrée, 2) la contribution énergétique des autres composantes fréquentielles du signal doit être rejetée de manière optimale. Cette méthode est basée sur une décomposition du champ d'onde incident dans le plan fréquence nombre d'onde (plan  $f-k$ ). Une fois les valeurs de couples  $(f-k)$  donnant les puissances maximales trouvées, il est aisé de calculer les directions et vitesses des ondes incidentes. Cette méthode est communément appelée  $f - k$  haute résolution ou méthode de Capon.

### Méthodes Haute Résolution

MUSIC et le goniomètre sont un même concept développé indépendamment par Bienvenu (1983) pour le goniomètre et Schmidt (1979) pour MUSIC. Ces techniques sont basées sur une décomposition de l'espace des observées en un espace signal et un espace bruit dont nous verrons le développement plus précis dans les paragraphes suivants. Ces méthodes sont populaires car elles permettent de traiter n'importe quelle configuration de capteurs et sont capables de détecter mieux que les méthodes précédentes des arrivées multiples d'origine spatiale et/ou de contenu fréquentiel proches. Comme le traitement d'antenne ne s'est pas arrêté à MUSIC, notons les variantes qui ont été développées par la suite et dont certaines sont toujours en cours d'étude :

MUSIC pondéré (1982), ESPRIT (1987), PROPAGATEUR (1989), etc ... Un descriptif détaillé de ces méthodes est fourni dans l'ouvrage de Marcos (1998).

### 2.1.1.3 Quel type d'analyse pour quel type de problème ?

Dans notre étude grenobloise le type d'analyse doit répondre aux contraintes suivantes :

1. Le niveau de bruit de fond dans le bassin grenoblois est élevé ;
2. La sismicité attendue est modérée ;
3. Le bruit de fond n'est pas blanc<sup>1</sup> mais coloré<sup>2</sup> et corrélé avec le signal sismique (même contenu fréquentiel que le signal) ;
4. Les signaux sont complexes et on s'attend à de nombreuses interférences entre les trains d'onde se propageant dans le bassin.

Les deux premiers points se résument à choisir la méthode qui est capable de détecter au mieux les arrivées dans un contexte de faible rapport signal sur bruit. Le troisième point sous-entend que la méthode doit être capable de s'affranchir des caractéristiques du bruit de fond. La quatrième contrainte requiert que la méthode soit capable d'une part d'identifier plusieurs ondes interférant dans la même fenêtre temporelle et, d'autre part, de pouvoir séparer des ondes corrélées<sup>3</sup>, c'est-à-dire interférant dans la même fenêtre temporelle et à la même fréquence. Ce dernier critère a été déterminant dans le choix de la méthode, car à notre connaissance, seuls les méthodes Haute Résolution sont adaptées à ce type de scénario. Des études comparatives dans le domaine de la sismologie montrent effectivement la supériorité de la méthode MUSIC. Ainsi, Goldstein et Archuleta (1987) observent que MUSIC résout mieux que la méthode  $f-k$  le cas d'ondes multiples et est capable d'identifier des ondes non-stationnaires. Ces mêmes auteurs comparent en 1991 les techniques  $f-k$ , MUSIC et BLACKMAN (Blackman & Tukey, 1959) et montrent que MUSIC est le plus à même d'identifier des ondes corrélées, sous réserve d'un traitement supplémentaire (lissage spatial que nous verrons par la suite). D'autres comparaisons (Meunier, 1997 ; Zerva & Zhang, 1996 ; Fleury, 2000) confirment les performances de MUSIC tant en terme de précision de localisation qu'en terme de capacité à résoudre mieux les arrivées multiples. Pour ce qui est du niveau de bruit de fond, la méthode MUSIC semble là encore plus appropriée que la technique de Capon (Goldstein et Archuleta, 1987). La 3<sup>me</sup> contrainte n'est pas directement résoluble par les méthodes d'analyse classiquement utilisées en sismologie (des méthodes de formation de voies classiques aux méthodes Haute Résolution). Dans ce cas, soit une connaissance parfaite

---

<sup>1</sup>Un bruit blanc est une suite de variables aléatoires indépendantes et de même loi. Toutes les fréquences y sont représentées avec la même puissance.

<sup>2</sup>Un bruit est coloré s'il privilégie certaines fréquences.

<sup>3</sup>Deux signaux sont dits totalement corrélés lorsqu'un signal peut s'exprimer en fonction de l'autre. Dans notre étude, on dira que les signaux sont corrélés quand ils apparaîtront dans la même fenêtre de temps et avec un contenu fréquentiel identique. (Goldstein & Archuleta, 1991)

de la structure du bruit (covariance) permet d'opérer un blanchiment<sup>4</sup> spatial préalable des données (Marcos, 1998), soit il faut se tourner vers des traitements d'antenne très spécifiques (Le Cadre, 1989 ; Paulraj & Kailath, 1985 ; Wax, 1992). Comme la matrice de covariance du bruit est difficilement estimable en pratique, nous n'évoquerons pas ce problème dans ce chapitre et verrons dans le Chapitre 3 comment contourner cette difficulté.

### 2.1.2 Réseau de capteurs et matrice interspectrale

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les méthodes HR comme MUSIC utilisent une décomposition de la matrice spectrale en sous-espace signal et sous-espace bruit. Par ailleurs, le traitement d'antenne envisage le problème du traitement de signaux spatio-temporels échantillonnés en temps et en espace au moyen d'un ensemble de capteurs. Configuration du réseau et matrice interspectrale étant ainsi les deux ingrédients principaux de la méthode MUSIC, nous nous attardons dans un premier temps sur ces deux notions.

#### 2.1.2.1 La matrice interspectrale

##### Définition

Supposons plusieurs signaux sources se propageant dans un milieu homogène et un récepteur. Le signal reçu au récepteur peut s'exprimer en fonction des signaux sources de la façon suivante :

$$s(t) = \sum_{i=1}^q h_i(t - T_i) * e_i(t) + b(t) \quad (2.1)$$

où les  $e_i(t)$  sont les  $q$  signaux sources,  $h_i(t)$  la réponse impulsionnelle du milieu entre la source  $i$  et le capteur,  $T_i$  le temps de propagation de la source au capteur,  $s(t)$  le signal reçu au capteur et  $b(t)$ , un bruit additif. Supposons maintenant non plus un capteur mais  $N$  capteurs de position  $\vec{r}_n$  ( $1 \leq n \leq N$ ), le signal reçu à un de ces capteurs s'écrit :

$$s_n(t) = \sum_{i=1}^q h_{i,n}(t - T_{i,n}) * e_i(t) + b_n(t) \quad 1 \leq n \leq N \quad (2.2)$$

avec  $h_{i,n}(t)$ , la réponse impulsionnelle du milieu entre la source  $i$  et le capteur  $n$ . En passant dans le domaine fréquentiel et en regroupant les termes correspondants aux  $N$  capteurs, on obtient :

$$S(\omega) = H(\omega)E(\omega) + B(\omega) \quad (2.3)$$

où

---

<sup>4</sup>Opération qui consiste à ramener le bruit observé à du bruit blanc à l'aide d'un filtrage de type Wiener par exemple.

$$S(\omega) = \begin{bmatrix} S_1(\omega) \\ S_2(\omega) \\ . \\ . \\ S_N(\omega) \end{bmatrix}$$

$$H(\omega, \vec{r}) = \begin{bmatrix} H_{1,1}(\omega) & H_{2,1}(\omega) & . & . & H_{q,1}(\omega) \\ . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . \\ H_{1,N}(\omega) & . & . & . & H_{q,N}(\omega) \end{bmatrix}$$

$$E(\omega, \vec{r}) = \begin{bmatrix} E_1(\omega) \\ E_2(\omega) \\ . \\ . \\ E_q(\omega) \end{bmatrix}$$

$$B(\omega, \vec{r}) = \begin{bmatrix} B_1(\omega) \\ B_2(\omega) \\ . \\ . \\ B_N(\omega) \end{bmatrix}$$

avec  $\omega$  la pulsation.  $H$  est donc une matrice de transfert qui modélise la propagation des ondes entre les sources et les récepteurs. Elle inclut ici les termes  $T_{i,n}$  introduits dans (2.2). Introduisons maintenant la matrice spectrale. Elle est définie comme :

$$R(\omega) = \langle S(\omega) \times S^\dagger(\omega) \rangle_{\omega, \vec{r}}$$

où  $\langle \rangle_{\omega, \vec{r}}$  est un opérateur de moyennage sur les fréquences et/ou les distances et  $\dagger$  le conjugué hermitien. Cet opérateur de moyennage<sup>5</sup> est nécessaire pour éviter que le rang de  $R$  soit unitaire

---

<sup>5</sup>Le moyennage en fréquence peut être réalisé par lissage de  $R$  à l'aide de fenêtres de type Hamming, Tuckey ou Parzen par exemple (dans le domaine temporel, cette opération se fait par pondération à l'aide de fonctions définies positives comme les fenêtres de type Hamming, Tuckey, etc). L'opération de moyenne en distance sera

et donc la matrice non inversible (Mars, 1988). La matrice interspectrale est en fait un ensemble de matrices évaluées à chaque canal de fréquence  $\omega$ . A un canal de fréquence donné, les éléments  $n, m$  de cette matrice spectrale ont pour expression le produit  $S_n(\omega)S_m^\dagger(\omega)$ . Cette matrice est donc composée de tous les autospectres et interspectres possibles entre les diverses traces qui traduisent les caractéristiques de propagation de l'onde entre traces ce qui n'était pas le cas dans la formulation (2.3). Par ailleurs, on peut noter d'une part, qu'il existe autant de matrices qu'il y a de fréquences et d'autre part, que l'expression de cette matrice dépend de la configuration spatiale du réseau. Cette matrice étant hermitienne définie positive, elle peut se décomposer dans l'espace de ses éléments propres et donc admet des vecteurs propres complexes et des valeurs propres réelles positives :

$$R = U\Lambda U^\dagger$$

où  $\Lambda$  est la matrice diagonale formée des valeurs propres  $\lambda_i$  ( $1 \leq i \leq N$ ) et  $U$  la matrice des vecteurs propres qui forment une base orthonormée. De façon plus interprétative, les valeurs propres portent l'information sur la répartition de l'énergie en fonction de la fréquence d'une part, et à une fréquence donnée, rend compte de la distribution relative de l'énergie entre les différents vecteurs propres. Les vecteurs propres définissent le modèle de propagation entre les traces et, à chaque source est associée un vecteur propre, qui est censé fournir les caractéristiques de propagation de l'onde. Ceci implique que le nombre maximal d'ondes identifiables est limité par le nombre maximal de valeurs propres calculables, c'est-à-dire par le nombre de capteurs.

## Illustration

On suppose maintenant le cas simple d'une antenne linéaire composée de  $N$  capteurs équidistants de  $X$  comme indiqué sur la Figure 2.1 et d'une onde plane  $s(t)$  se propageant à la vitesse  $V$  et avec un angle  $\theta$  à travers ce réseau. En considérant le milieu homogène, le retard subi par l'onde plane lors de sa propagation entre deux capteurs consécutifs vaut  $\frac{X \sin \theta}{V}$ . Ainsi, si  $s_1(t)$  est l'onde plane reçue au capteur 1, le signal reçu aux  $n$  capteurs peut s'écrire :

$$s_n(t) = s_1\left(t - \frac{(n-1)X \sin \theta}{V}\right) + b_n(t) \quad 1 \leq n \leq N \quad (2.4)$$

Pour une superposition de  $q$  ondes planes se propageant à la vitesse  $V_i$  et avec l'incidence  $\theta_i$ , en adoptant la relation (2.2), l'expression devient :

$$s_n(t) = \sum_{i=1}^q h_{i,1}\left(t - T_{i,1} - \frac{(n-1)X \sin \theta_i}{V_i}\right) * e_i(t) + b_n(t) \quad 1 \leq n \leq N$$

---

explicitée dans les sections suivantes traitant du lissage spatial.

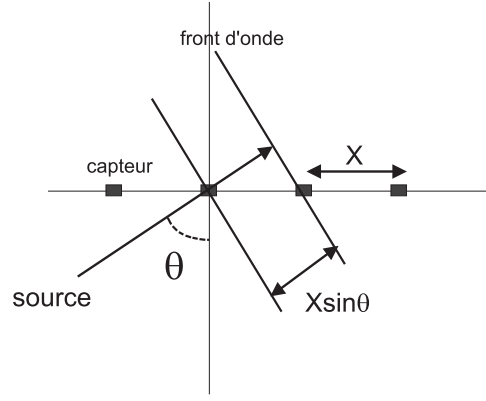


FIG. 2.1 – Propagation d'une onde plane au travers d'un réseau linéaire de capteurs.

et dans le domaine des fréquences

$$S_n(\omega) = \sum_{i=1}^q H_{i,1}(\omega) E_i(\omega) e^{-i\omega T_{i,1}} e^{-i\omega \frac{X \sin \theta_i}{V_i} (n-1)} + B_n(\omega) \quad 1 \leq n \leq N$$

En posant  $\tau_i = \frac{X \sin \theta_i}{V_i}$  le retard de propagation entre le capteur de référence 1 et le capteur  $i$  et  $X_i(\omega) = H_{i,1}(\omega) E_i(\omega)$ , le terme générique des éléments  $n, m$  de la matrice inter-spectrale est :

$$\begin{aligned} S_n(\omega) S_m^\dagger(\omega) &= \sum_{i=1}^q |X_i(\omega)|^2 e^{-i\omega \tau_i (n-m)} \\ &+ \underbrace{\sum_{i=1}^q \sum_{j=1}^q}_{i \neq j} X_i(\omega) X_j^\dagger(\omega) e^{-i\omega (T_{i,1} - T_{j,1} + \tau_i (n-1) - \tau_j (m-1))} \\ &+ B_n(\omega) B_m^\dagger(\omega) \\ &+ \sum_{i=1}^q X_i(\omega) e^{-i\omega (T_{i,1} + \tau_i (n-1))} B_m^\dagger(\omega) \\ &+ \sum_{j=1}^q X_j^\dagger(\omega) e^{i\omega (T_{j,1} + \tau_j (m-1))} B_n(\omega) \end{aligned}$$

Dans le cas de sources indépendantes, non-corrélées, sous l'hypothèse bruit spatialement blanc et si le bruit et le signal sont non-corrélés, de nombreux termes dans l'expression précédente se

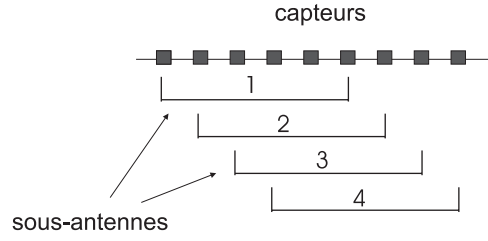


FIG. 2.2 – Décomposition d’une antenne linéaire uniforme en 4 sous-antennes ( $k = 4$ ) formées de 6 capteurs chacune.

simplifient par moyennage en fréquence. On obtient ainsi :

$$S_n(\omega)S_m^\dagger(\omega) = \sum_{i=1}^q |X_i(\omega)|^2 e^{-i\omega\tau_i(n-m)} + B^2 I \quad (2.5)$$

Les termes non diagonaux de la matrice interspectrale dépendent uniquement des indices de capteurs et nous voyons explicitement en quoi ils portent toute l’information sur les caractéristiques de propagation des signaux sources.

### Effet de la corrélation des sources - Lissage spatial

Dans le cas de sources corrélées, il est introduit sur les termes non-diagonaux de la matrice des déphasages supplémentaires via les termes en  $T_{i,1} - T_{j,1}$  qui, en moyenne, ne s’annulent plus. En supposant une observation non-bruitée des matrices spectrales, Goncalves (1999) montre que la corrélation des signaux émis réduit le rang de la matrice spectrale des sources (c’est-à-dire l’espace source) et conduit ainsi à une dégradation des performances des traitements d’antenne basés sur cette matrice spectrale. Une méthode consiste alors à opérer à un lissage spatial de la matrice spectrale afin de restaurer le rang qu’elle aurait dans le cas de sources partiellement corrélées sans pour autant détruire les informations spatio-temporelles des sources. L’idée du lissage spatial est de définir à partir de l’antenne de capteurs des sous-antennes identiques, le passage entre les sous-antennes étant assuré par simple translation. La matrice obtenue après lissage spatial est la moyenne pondérée des matrices spectrales calculées pour chaque sous-antenne (Shan *et al.*, 1985). Ainsi, pour l’antenne présentée sur la Figure 2.2, la matrice spectrale lissée est définie comme :

$$S^{lisse} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K S_k$$

avec  $S_k$  les matrices spectrales obtenues aux  $k$  sous-antennes. Dans l’exemple de la Figure 2.2, chaque sous-antenne est formée de 6 capteurs et l’antenne peut être décomposée en 4 sous-antennes ( $k = 4$ ). L’approche algébrique du lissage spatial est explicitée dans Goncalves (1999).

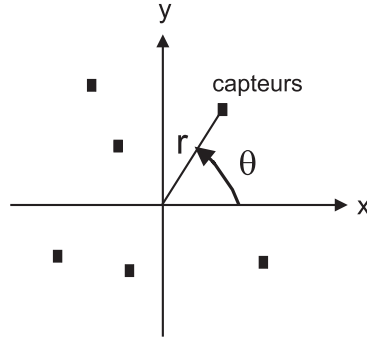


FIG. 2.3 – Système de coordonnées.

Nous n'avons montré ici que l'exemple d'une antenne linéaire uniforme. Le lissage spatial peut cependant être réalisé sur des antennes qui ne sont pas linéaires. Il suffit juste qu'il existe un vecteur de translation permettant de passer d'une sous-antenne à une autre, ce vecteur n'étant pas forcément identique lors de chaque passage. Les sous-antennes doivent être constituées d'au moins deux capteurs. Goncalves (1999) montre par ailleurs que, dans le cas bande-étroite, il faut que le nombre de sous-antennes soit au moins égal au nombre de sources pour ramener la matrice spectrale à son rang plein. Ceci signifie qu'il faut disposer d'une antenne comportant un nombre de capteurs égal au minimum à deux fois le nombre de sources pour que le lissage spatial puisse être efficace.

### 2.1.2.2 Géométrie du réseau

Les déphasages observés sur la matrice interspectrale sont induits par les décalages temporels lors du passage des ondes aux différents capteurs. Cette simple constatation rend compte de l'importance de la disposition des capteurs. Par ailleurs, nous verrons dans la mise en oeuvre de MUSIC que la détection de pics dans le plan des nombres d'onde fournit les caractéristiques de propagation (vitesse, azimuth) des ondes. Ces pics ne sont autre que les pics centraux des fonctions de transfert du réseau ayant subi des translations assurées par les vecteurs nombre d'onde  $\vec{k}$  des ondes. C'est pour cette raison que nous nous attarderons sur les notions de nombre d'onde de Nyquist et de phénomène de non-recouvrement spatial.

### Fonction de transfert d'un réseau

Supposons un espace orthonormé  $(0, x, y)$  et un réseau de géométrie quelconque formée de  $N$  capteurs de coordonnées polaires  $(r_n, \theta_n)$  avec  $1 \leq n \leq N$  (Figure 2.3). La réponse impulsionnelle du réseau s'écrit :

$$f(x, y) = \sum_{n=1}^N \delta(x - r_n \cos \theta_n) \delta(y - r_n \sin \theta_n)$$



La transformée de Fourier 2D dans le domaine spatial de cette relation donne la fonction de transfert du réseau :

$$F(k_x, k_y) = \sum_{n=1}^N e^{-ir_n(k_x \cos \theta_n + k_y \sin \theta_n)}$$

avec  $k_x = 2\pi/x$  ,  $k_y = 2\pi/y$  les pulsations spatiales (nombres d'onde dans les deux directions x et y). En général, on représente le module au carré de la fonction de transfert normalisée par le nombre de capteurs au carré qui n'est autre que la densité spectrale d'énergie normalisée du réseau de capteurs (Tressols, 1996) :

$$DSE = \frac{|F(k_x, k_y)|^2}{N^2}$$

Dans la suite, **nous appellerons de façon abusive fonction de transfert cette densité spectrale d'énergie normalisée.**

### Nombre d'onde de Nyquist

Nous avons représenté sur la Figure 2.4 la géométrie et la fonction de transfert d'un réseau composé de cinq capteurs. On y voit très clairement apparaître l'effet de l'échantillonnage spatial des capteurs avec la présence de pics d'aliasing périodiques. A l'instar de l'échantillonnage temporel, la périodisation des pics est directement fonction de la distance entre capteurs. Dans le cas d'une antenne linéaire uniforme, on définit ainsi un nombre d'onde de Nyquist  $k_N$  tel que  $k_N = \frac{2\pi}{2\Delta x}$  avec  $\Delta x$  la distance d'échantillonnage spatial. Cette définition n'est plus valable dès que l'on a des réseaux de capteurs bidimensionnels. On note en effet pour le réseau bilinéaire présenté sur la Figure 2.4 deux familles de pics d'aliasing : le pic d'aliasing 1 (pic 1) traduit l'écart entre 2 capteurs consécutifs ( $d = 100$  m) et le pic 2 correspond à l'écart maximum entre 2 capteurs adjacents ( $d = 141$  m). Aussi, et tel que l'a également souligné Gaffet *et al.* (1998), le nombre d'onde de Nyquist le plus adapté est donné par la distance maximale entre 2 capteurs adjacents notée  $\Delta x_{max}$ .

Les pics d'aliasing peuvent être écartés du lobe central si on diminue le pas d'échantillonnage spatial. Ce phénomène est particulièrement visible sur la Figure 2.5a qui représente le même type de réseau que précédemment (Figure 2.4) mais en ajoutant des capteurs aux points d'abscisses  $x = \pm 50$  m et  $y = \pm 50$  m. Les pics d'aliasing les plus importants (pics 1 sur la Figure 2.4b) sont repoussés à des valeurs de  $k_x$  et  $k_y$  valant  $2\pi/(2 * 50)$ . Par contre, une multitude de pics d'amplitudes plus faibles apparaissent entre  $k_x = k_y = 0$  et les pics d'aliasing les plus forts. Ils sont engendrés par les différentes distances (cette fois plus nombreuses) séparant deux capteurs adjacents. Un des moyens de réduire ces pics secondaires est d'utiliser un réseau de configuration

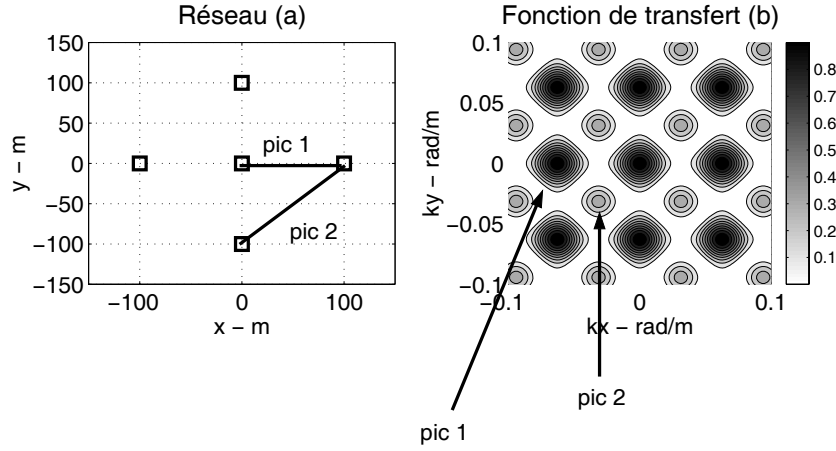


FIG. 2.4 – a) configuration géométrique du réseau, b) fonction de transfert normalisée. Les positions des pics observés sur la fonction de transfert sont l'expression dans le domaine  $(k_x, k_y)$  des différentes distances entre capteurs.

circulaire. Nous voyons ainsi sur la Figure 2.5b, qu'un réseau circulaire comportant le même nombre de capteurs et de même ouverture que le réseau présenté en (a), permet d'obtenir un domaine de non-recouvrement spatial sur la fonction de transfert plus large que précédemment.

Par ailleurs, l'ouverture du réseau, définie comme la distance maximale entre deux capteurs, va contraindre la largeur du lobe central de la fonction de transfert et donc le pouvoir séparateur du réseau, c'est-à-dire sa capacité à séparer deux ondes proches (Marcos, 1998). La Figure 2.6 montre que plus l'ouverture du réseau est grande plus la largeur du lobe central est faible et donc meilleure sera la séparation des sources ayant des longueurs d'onde proches.

### 2.1.2.3 Implications pour l'analyse d'antenne

L'implication immédiate de l'échantillonnage spatial et des propriétés de la matrice interspectrale se résume en :

1. L'échantillonnage spatial conduit à la définition d'un nombre d'onde de Nyquist spatial. Aussi, un phénomène de recouvrement spatial ne pourra être évité que si l'étude se restreint à l'identification d'ondes - caractérisées par une vitesse de propagation  $v$ , une fréquence  $f$  et un azimut  $\theta$  - qui ont un nombre d'onde vérifiant le critère  $k \leq k_N$ , ou encore

$$v \geq \frac{2\pi f}{k_N} \text{ soit } v \geq 2f \Delta x_{max}$$

Cette restriction très forte souligne l'importance de la géométrie du réseau sur le type d'onde que l'analyse de réseau sera à même d'identifier sans ambiguïté ;

2. La largeur du lobe central est liée à l'ouverture du réseau et conditionne le pouvoir séparateur du réseau, c'est-à-dire sa capacité à séparer deux ondes de longueur d'onde proches.

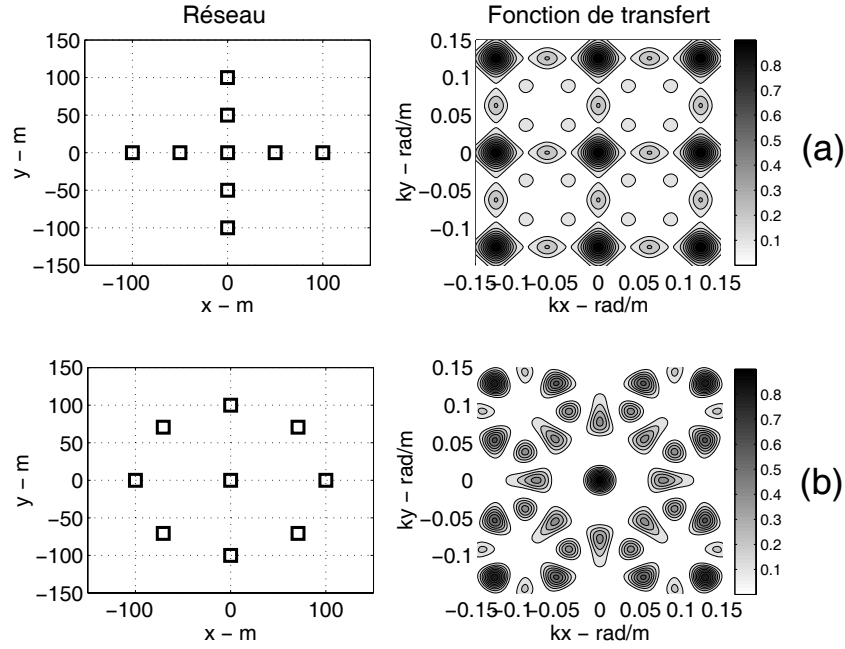


FIG. 2.5 – Exemples de fonctions de transfert : a) réseau de géométrie bilinéaire, b) réseau de géométrie circulaire.

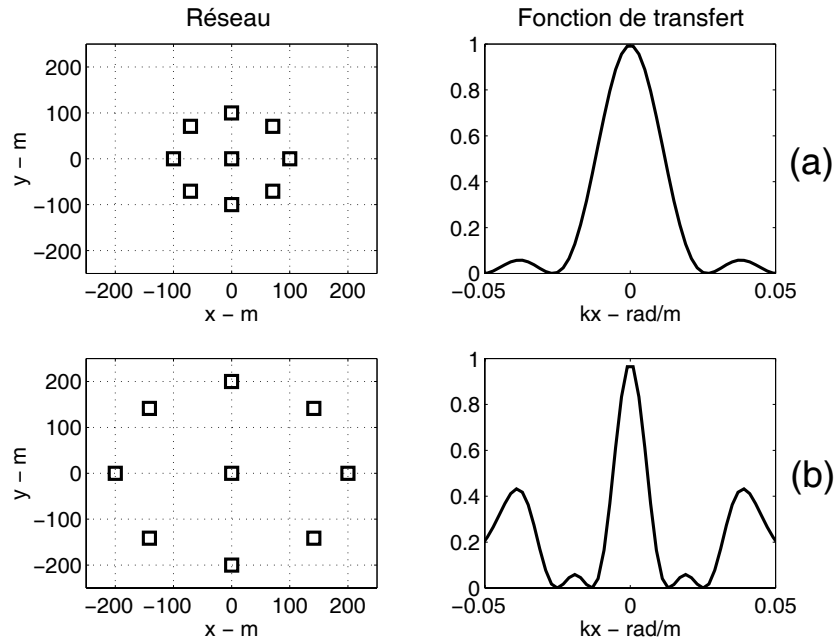


FIG. 2.6 – Evolution de la largeur du lobe central pour a) un réseau circulaire d'ouverture 200 m et b) un réseau circulaire d'ouverture 400 m.

Dans le cas de la formation de voies classiques, le pouvoir séparateur ne dépend que de la limite de Rayleigh liée à l'ouverture de l'antenne. Une des définitions les plus courantes de cette limite est de considérer la largeur à mi-hauteur du lobe central de la fonction de transfert notée  $k_{min}$ . Celle-ci est estimée à  $\frac{\pi}{L}$  avec  $L$  l'ouverture du réseau donnée par la distance maximale entre deux capteurs (Krim & Viberg, 1996) ;

3. Le lissage spatial de la matrice spectrale permet de séparer  $N$  ondes corrélées si l'antenne comporte un nombre de capteurs égal à au minimum  $2N$ . Par exemple, si une antenne est composée de dix capteurs, on ne pourra au mieux séparer que cinq ondes corrélées ;
4. Pour pouvoir considérer les signaux reçus aux capteurs comme ne diffèrent l'un de l'autre que par un retard près dépendant uniquement de la position relative des capteurs, de l'azimut et de la vitesse de l'onde, les capteurs doivent être placés sur un milieu homogène ;
5. On ne peut parler de pur retard de propagation que si les fronts d'ondes se propageant à travers le réseau sont plans, c'est à dire si l'inégalité de Fraunhofer est respectée

$$L^2 \ll \lambda r_o \quad (2.6)$$

où  $L$  est l'ouverture du réseau,  $\lambda$ , la longueur d'onde de l'onde et  $r_o$ , la distance source - réseau.

### 2.1.3 Algorithme MUSIC

#### 2.1.3.1 Formulation mathématique

Goldstein et Archuleta (1987) ont été les premiers à notre connaissance à appliquer la méthode MUSIC à des données sismologiques. Dans leur présentation de MUSIC et comme celles qu'ont pu faire par la suite Zerva et Zhang (1996) et Bolkemann et Baish (1998), il utilisent la matrice de covariance des observations moyennée en temps au lieu de la matrice spectrale. Or la matrice spectrale n'est autre que la matrice de covariance lorsque l'on se place à une fréquence donnée. Les observations faites précédemment sur la matrice spectrale (signification des termes non-diagonaux, lissage spatial) restent donc tout à fait valables, l'approche fréquentielle du problème étant à notre sens plus didactique que celle temporelle. Pour des raisons de concordance de notation et d'espace d'investigation, nous reprenons ici entièrement la formulation faite par Goldstein et Archuleta (1987).

Supposons que  $q$  ( $< N$ ) ondes planes de fréquence angulaire  $\omega$  se propagent dans un milieu homogène et traversent un réseau composé de  $N$  capteurs. Le signal reçu au capteur  $i$  de coordonnées  $\vec{x}_i$  et au temps  $t$  peut s'exprimer ainsi :

$$\psi(\vec{x}_i, t) = \sum_{m=1}^q A_m e^{i(\vec{k}_m \cdot \vec{x}_i - \omega t + \phi_m(t))} + \eta(\vec{x}_i, t)$$

avec  $A_m$  l'amplitude réelle de l'onde,  $\vec{k}_m$  le nombre d'onde,  $\phi_m(t)$  la phase du  $m^{eme}$  signal et  $\eta(\vec{x}_i, t)$  le bruit. Les éléments de la matrice de covariance sont :

$$R_{ij} = \left\langle \vec{\psi}(\vec{x}_i, t) \otimes \vec{\psi}(\vec{x}_j, t)^\dagger \right\rangle_t \quad (2.7)$$

avec  $^\dagger$  le conjugué hermitien et  $\langle \rangle_t$  la moyenne sur le temps et  $\otimes$  le produit extérieur. Après développement, on obtient :

$$\begin{aligned} R_{ij} = & \underbrace{\left\langle \sum_{m=1}^q \sum_{n=1}^q A_m A_n e^{i(\vec{k}_m \cdot \vec{x}_i - \vec{k}_n \cdot \vec{x}_j + \phi_m(t) - \phi_n(t))} \right\rangle_t}_{(1)} \\ & + \underbrace{\left\langle \sum_{m=1}^q A_m e^{i(\vec{k}_m \cdot \vec{x}_i - \omega t + \phi_m(t))} \cdot \eta^\dagger(\vec{x}_j, t) \right\rangle_t + \left\langle \sum_{n=1}^q A_n e^{-i(\vec{k}_n \cdot \vec{x}_j - \omega t + \phi_n(t))} \cdot \eta(\vec{x}_i, t) \right\rangle_t}_{(2)} \\ & + \underbrace{\left\langle \eta(\vec{x}_i, t) \eta^\dagger(\vec{x}_j, t) \right\rangle_t}_{(3)} \end{aligned}$$

$$(1) = \underbrace{\sum_{m=1}^q |A_m|^2 e^{i\vec{k}_m \cdot (\vec{x}_i - \vec{x}_j)}}_{\text{covariance du signal}} + \underbrace{\left\langle \sum_{m=1}^q \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^q A_m A_n e^{i(\vec{k}_m \cdot \vec{x}_i - \vec{k}_n \cdot \vec{x}_j + \phi_m(t) - \phi_n(t))} \right\rangle_t}_{\text{correlation du signal}}$$

(2) = corrlation entre le bruit et le signal

(3) = covariance du bruit =  $\eta^2 \delta_{ij}$  dans le cas d'un bruit blanc

### Cas d'ondes non-corrélées et bruit blanc

Si les  $q$  signaux sources sont non-corrélés et si le bruit est blanc spatialement, les éléments de la matrice de covariance se réduisent à :

$$R_{ij} = \sum_{n=1}^q |A_n|^2 e^{i\vec{k}_n \cdot (\vec{x}_i - \vec{x}_j)} + \eta^2 \delta_{ij}$$

Cette expression est tout à fait analogue à l'expression (2.5) confirmant la correspondance entre matrice de covariance et matrice interspectrale à une fréquence donnée. La matrice de covariance peut donc se décomposer dans l'espace de ses éléments propres de la façon suivante :

$$R = USU^\dagger + \eta^2 I$$

où

$$U = \begin{bmatrix} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{x}_1} & . & . & . & e^{i\vec{k}_q \cdot \vec{x}_1} \\ . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . \\ e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{x}_N} & . & . & . & e^{i\vec{k}_q \cdot \vec{x}_N} \end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix} |A_1|^2 & 0 & . & . & . & . & 0 \\ 0 & |A_2|^2 & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & |A_q|^2 & . & . & . \\ . & . & . & . & 0 & . & . \\ . & . & . & . & . & 0 & . \\ 0 & . & . & . & . & . & 0 \end{bmatrix}$$

$I$  est la matrice identité de dimension  $N \times N$  et  $\eta^2$  l'intensité du bruit. MUSIC utilise le fait que la matrice  $R$  peut se décomposer en deux sous-espaces orthogonaux : un espace signal généré par les  $q$  plus grandes valeurs propres et un espace bruit généré par les  $N - q$  plus petites valeurs propres. On peut alors réécrire la matrice de covariance de la façon suivante :

$$R = E_s \Lambda_s E_s^\dagger + E_b \Lambda_b E_b^\dagger$$

où  $E_s \Lambda_s E_s^\dagger$  est la décomposition dans l'espace des éléments propres de la matrice signal et  $E_b \Lambda_b E_b^\dagger$ , la décomposition de la matrice bruit. La décomposition précédente de  $R$  n'est que pur formalisme et, en pratique, on décompose la matrice observée  $R$  dans l'espace de ses éléments propres :

$$R = E \Lambda E^\dagger$$

La connaissance du nombre  $q$  de sources (donné par le nombre de valeurs propres dominantes de  $R$ ) permet de scinder la matrice des vecteurs propres  $E$  de dimension  $N \times N$  en une matrice  $E_s$  de dimension  $N \times q$  et une matrice  $E_b$  de dimension  $N \times (N - q)$ . Les vecteurs sources

$\vec{a}(\vec{k}) = \left[ e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_1} \dots e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_N} \right]^T$  étant orthogonaux aux vecteurs générant l'espace bruit, on a :

$$E_b^\dagger \vec{a}(\vec{k}) = \underline{0}$$

On cherche donc les vecteurs  $\vec{a}(\vec{k})$  tels que leur projection sur l'espace bruit - ou encore sur tous les vecteurs propres de l'espace bruit - soit minimale. Comme il est plus significatif de trouver les maxima d'une fonction que ses minima, on cherche les maxima de la fonction  $D(\vec{k})$  communément appelée directionnelle MUSIC (ou spectre de MUSIC) :

$$D(\vec{k}) = \frac{1}{\vec{a}(\vec{k})^\dagger E_b E_b^\dagger \vec{a}(\vec{k})}$$

Soit :

$$D(\vec{k}) = \frac{1}{\sum_{i=q+1}^N \left| \vec{a}^\dagger(\vec{k}) \cdot \vec{e}_{bi} \right|^2}$$

avec  $\vec{e}_{bi}$  le vecteur propre de l'espace  $E_b$  associé à la valeur propre  $i$ . Le spectre de MUSIC se traduit dans l'espace des nombres d'onde  $(\vec{k}_x, \vec{k}_y)$  par une surface exhibant des pics, traduction des maxima recherchés. Ainsi, la position des maxima de  $D(\vec{k})$  fournit une estimation des paramètres  $\vec{k}$  des vecteurs  $\vec{a}(\vec{k})$ . Les azimuts et vitesses de propagation des sources correspondantes sont facilement déduites des relations suivantes :

$$v = \frac{\omega}{k}$$

$$\theta = \text{atan}\left(\frac{k_y}{k_x}\right)$$

avec  $\theta$  l'angle entre l'axe  $\vec{k}_x$  et le vecteur  $\vec{k}$ . La fonctionnelle de MUSIC ne donne en aucun cas l'énergie des signaux. Aussi, en utilisant les  $\vec{a}(\vec{k})$  estimés, on peut calculer la covariance estimée du signal  $\tilde{U}S\tilde{U}^\dagger$  en formant  $\tilde{U}$  avec les vecteurs  $\vec{a}(\vec{k})$ . Et, comme

$$\tilde{U}S\tilde{U}^\dagger = E_s \Lambda_s E^\dagger$$

il est alors possible d'estimer les éléments de la matrice  $\tilde{S}$  afin d'accéder aux intensités du signal (Goldstein et Archuleta, 1987) :

$$\tilde{S} = [\tilde{U}^\dagger \tilde{U}]^{-1} \tilde{U}^\dagger E_s \Lambda_s E^\dagger \tilde{U} [\tilde{U}^\dagger \tilde{U}]^{-1} \quad (2.8)$$

**Remarque :** La philosophie de MUSIC (et de bien d'autres méthodes HR) est basée sur les propriétés de la matrice de covariance des observées et le fait que les vecteurs sources doivent être perpendiculaires à l'espace bruit. Ainsi, MUSIC utilise les vecteurs propres du signal et du bruit uniquement pour former l'espace signal et l'espace bruit. L'estimation des directions des sources est ensuite réalisée en projetant des vecteurs sources (sur lesquels on n'a aucun a priori au départ) sur l'espace bruit. A contrario, les méthodes  $f - k$  utilisent uniquement les informations portées par les vecteurs propres du signal pour estimer les directions des sources. Par conséquent, les performances de MUSIC en terme de localisation tiennent essentiellement à ce que la projection de vecteurs sources sur l'espace bruit fait "sauter" (dans une certaine limite) les limitations induites par la géométrie du réseau (pouvoir séparateur), à condition que l'espace signal soit suffisamment bien conditionné (nombre de sources dans le signal connu, bruit spatialement blanc). Dans le cas d'une seule source et de bruit blanc spatialement, le premier vecteur propre de  $R$  suffit, à lui seul, à caractériser complètement les caractéristiques de la source (vitesse, azimuth) sans avoir recours à une projection d'un vecteur source sur l'espace bruit. Les performances de MUSIC et de  $f - k$  sont alors semblables. Par contre, lorsque plusieurs sources interfèrent dans la même fenêtre temporelle, les interférences entre signaux font que les vecteurs propres associés aux sources ne sont plus en mesure de fournir les caractéristiques exactes de celles-ci (d'autant plus que les sources sont proches spatialement et/ou fréquemment). Ces vecteurs propres restent cependant aptes à décrire l'espace source et donc l'espace bruit. La paramétrisation du problème permet alors à MUSIC d'identifier les sources de façon plus correcte que  $f - k$ . Notons également, qu'en théorie, une simple projection des vecteurs sources sur un des vecteurs propres de l'espace bruit suffirait à la localisation. En pratique, il s'avère que les résultats obtenus ne sont pas fiables (Marcos, 1998).

**CAS D'ONDES CORRÉLÉES ET BRUIT BLANC.** Dans le cas où des ondes sont totalement corrélées, le terme dans l'expression de  $R$  du à la corrélation du signal ne peut plus être considéré comme nul. Il faut alors opérer un lissage spatial de cette matrice  $R$  préalablement à l'analyse MUSIC.

**CAS DE BRUIT CORRÉLÉ.** Quand le bruit est corrélé, les termes de corrélation entre le bruit et le signal dans l'expression de  $R$  se sont plus nuls. Certains auteurs (Marcos, 1998 ; Goncalves, 1999) préconisent des techniques de blanchiment préalable du bruit. Pour cela, la matrice de covariance du bruit doit être connue. Pour les signaux sismologiques il est difficile d'évaluer correctement la matrice de covariance du bruit, d'autant que celui-ci a des caractéristiques qui fluctuent avec le temps. Dans les paragraphes suivants relatifs aux tests de la méthode MUSIC, nous n'aborderons pas ce problème. Ce n'est qu'au Chapitre 3 que nous verrons comment géométrie du réseau et propriétés de variabilité spatiale du bruit permettent de contourner ce problème à défaut de le résoudre.



CAS D'ONDES NON-STATIONNAIRES. L'énoncé de l'algorithme MUSIC est basé sur l'hypothèse d'ondes stationnaires. Or, les ondes sismologiques ne peuvent être considérées stationnaires que sur des temps d'observations courts. Ce constat implique d'utiliser des fenêtres de temps suffisamment courtes pour pouvoir considérer l'onde comme localement stationnaire.

### 2.1.3.2 Evaluation des incertitudes et pouvoir de résolution

Les incertitudes de localisation des sources (back-azimut, vitesse) induites par les erreurs d'échantillonnage en temps et en espace sont difficiles à quantifier. Goldstein et Archuleta (1991), reprenant en partie Schmidt (1981), proposent pour une antenne linéaire uniforme une estimation générale de l'incertitude de l'estimation en lenteur basée sur l'effet cumulé d'une mauvaise position du pic dans le domaine  $(k_x, k_y)$  causé par l'effet du bruit et de l'incertitude sur le temps aux capteurs :

$$d\left(\frac{1}{V}\right) = \left( \left( \frac{\delta t}{\sqrt{N}\Delta x} \right)^2 + \left( \frac{\sqrt{1 + N SNR}}{N SNR \sqrt{M} 2\pi L f} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

avec  $V$ , la vitesse;  $N$  le nombre de capteurs;  $SNR$ , le rapport signal sur bruit,  $M$  le nombre d'échantillons en temps,  $f$  la fréquence,  $L$  l'ouverture du réseau,  $\delta t$  l'erreur sur le temps et  $\Delta x$  le pas d'échantillonnage spatial. Dans les applications de MUSIC que nous avons réalisé dans le bassin grenoblois et que nous développerons au Chapitre 3, l'incertitude de mesure du temps des signaux vaut au plus 1 ms (utilisation de récepteurs GPS). Aussi, les incertitudes induites par une erreur sur le temps sont extrêmement réduites (voir Chapitre 3). Par ailleurs, nous n'avons pas, d'une part, utilisé de réseaux de configurations linéaires et d'autre part, il est difficile en pratique d'évaluer correctement le rapport signal sur bruit par bande de fréquence. Aussi, nous avons préféré avoir une approche d'incertitude purement numérique. En effet, lors de la mise en oeuvre de MUSIC, on réalise un pavage numérique du domaine  $(k_x, k_y)$ . Les pics identifiés dans ce domaine sont donc positionnés au pas de pavage  $\Delta k$  près. Les incertitudes sont simplement évaluées à partir de cette incertitude sur la position du pic et sur le pas  $\Delta\omega$  des canaux fréquentiels considérés pour les matrices spectrales :

$$\Delta V = V \left( \frac{\Delta k}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)$$

$$\Delta\theta = \cos\theta \sin\theta \left( \frac{\Delta k}{k_x} + \frac{\Delta k}{k_y} \right)$$

avec  $\theta$  l'azimut estimé de l'onde.

Nous avons défini précédemment le pouvoir séparateur du réseau  $k_{min}$  comme la largeur à mi-

hauteur du lobe principal observé sur la fonction de transfert. Cette définition est valable pour la formation de voies classiques (Capon, 1969) mais est restrictive pour la formation de voies adaptatives (Capon, 1969) et encore plus pour MUSIC. En effet, dans le cas de MUSIC, le pouvoir séparateur ne dépend plus uniquement de l'ouverture de l'antenne mais aussi du rapport signal sur bruit et de la durée d'observation. Pour un rapport signal sur bruit infini et une durée d'observation infinie, le pouvoir séparateur de MUSIC tend asymptotiquement vers l'infini (Marcos, 1998). Il est alors difficile de parler de pouvoir séparateur pour MUSIC tant les phénomènes qui vont contraindre ce dernier sont multiples. Cependant, par souci de simplicité et pour se donner un cadre d'application, nous considérerons  $k_{min}$  comme le pouvoir séparateur du réseau, en gardant à l'esprit que cette limite n'est pas des plus adaptée pour MUSIC.

### 2.1.3.3 Evaluation du nombre de sources

L'algorithme MUSIC nécessite la connaissance du nombre de sources *a priori* présentes dans le signal analysé afin de déterminer le rang de l'espace signal. En théorie, si le signal et le bruit sont décorrélés et si le bruit est spatialement blanc, le nombre de sources est simplement donné par le nombre de valeurs propres dominantes obtenues après décomposition de  $R$  dans l'espace de ces éléments propres. Cette évaluation peut être faite en mettant en oeuvre des critères statistiques de l'information et les critères les plus couramment utilisés sont ceux d'AIC (Akaike Information Criterion ; Akaike, 1974) et d'MDL (Minimum Description Length ; Rissanen, 1978). Ils sont basés sur la recherche du minimum des fonctions suivantes (Fleury, 2000) :

$$AIC(q) = (N - q)\log(L(q)) + q(2N - q)$$

$$MDL(q) = (N - q)\log(L(q)) + \frac{1}{2}q(2N - q)$$

avec

$$L(q) = \frac{\frac{1}{N-q} \sum_{i=q+1}^N \lambda_i}{\left(\prod_{i=q+1}^N \lambda_i\right)^{\frac{1}{N-q}}}$$

$L$  est la fonction de vraisemblance,  $\lambda_i$  les valeurs propres rangées dans l'ordre décroissant,  $q$  le nombre de sources et  $N$  le nombre de capteurs. Cependant, la présence de bruit corrélé ou de signaux corrélés rend inutilisables de tels critères (Krim and Viberg, 1996), même après lissage spatial de la matrice de covariance  $R$ . Une alternative consiste à utiliser une détection basée sur la modélisation semi-analytique du profil des valeurs propres du bruit. Une des méthodes décrite dans Marcos (1998) revient à chercher une rupture entre le profil observé (avec présence de signal source) et le profil de décroissance des valeurs propres obtenu sous l'hypothèse bruit "seul" comme cela est décrit sur la Figure 2.7. Marcos (1998) propose un modèle de décroissance

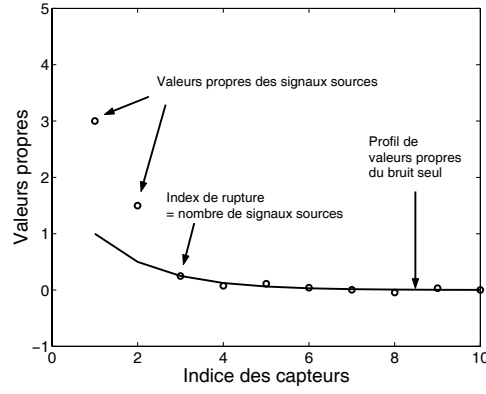


FIG. 2.7 – Courbe noire : profil de décroissance des valeurs propres du bruit ; cercles : profil de décroissance des valeurs propres du signal auquel du bruit a été rajouté.

des valeurs propres du bruit de type exponentiel :

$$\lambda_i = \lambda_1 r^{i-1}, \quad 1 \leq i \leq N$$

avec  $N$  le nombre de capteurs,  $\lambda_i$  les valeurs propres rangées dans l'ordre décroissants (de 1 à  $N$ ) et  $r$  la raison de décroissance. Cette décroissance exponentielle est aussi adaptée au profil du bruit de fond de Grenoble pour des indices compris entre 1 et  $N/2$  (Chapitre 3). Une fois estimé le profil de valeurs propres du bruit, on est censé connaître les valeurs de  $r$  et  $\lambda_1$ . En pratique,  $r$  dépend de la longueur de la fenêtre en temps considérée et du contenu en ondes du bruit. Aussi, nous avons préféré calculer les valeurs de  $r$  permettant de passer d'une valeur propre à l'autre et comparé une à une les valeurs obtenues, celles-ci étant supposées constantes dans un modèle de décroissance exponentielle. L'index de rupture est obtenu quand le critère suivant n'est plus respecté :

$$|r^i - r^{i-1}|^2 < K, \quad 2 \leq i \leq N/2$$

avec  $r^{i-1} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{i-1}}$ .  $K$  est fixé après étude sur signaux synthétiques se propageant à travers le réseau et auquel on rajoute du bruit de fond enregistré. La valeur de  $K$  rend compte en fait de la variabilité des valeurs propres du bruit autour d'un profil de valeurs propres moyen. Cette méthode permet ainsi de s'affranchir des caractéristiques locales du bruit de fond tout en le prenant en compte via  $K$ .

## 2.2 Mise en oeuvre de la méthode MUSIC et tests sur synthétiques

Dans un premier temps, nous présentons la mise en oeuvre de MUSIC et, sur un cas simple, illustrons le comportement de certains composants de la méthode (valeurs propres, vecteurs propres, etc.). Puis, nous tâcherons de répondre aux questions que peut légitimement se poser tout utilisateur :

- Sur quelles fenêtres temporelle et fréquentielle faire l'analyse ?
- Quel est l'influence du niveau de bruit de fond sur la détection ?
- Comment définir les sous-antennes sur lesquelles le lissage spatial sera réalisé ?
- Quelle est la stabilité des résultats dans le cas d'ondes corrélées ?
- Etc ...

Les tests les plus importants à notre sens seront détaillés et illustrés, d'autres seront simplement récapitulés dans un tableau. Par ailleurs, nous ne présentons ici que les tests réalisés sur les deux configurations de réseau qui ont été réellement mises en place dans l'agglomération grenobloise. Sauf indication contraire, les sources ont été réalisées à partir d'un pulse gaussien modulé en fréquence afin de rendre compte du caractère spectral étendu des formes d'ondes réelles. Le bruit ajouté est spatialement blanc de moyenne nulle.

### 2.2.1 MUSIC en pratique et en image

D'un point de vue pratique :

- les signaux enregistrés aux capteurs sont fenêtrés en temps à l'aide d'une fenêtre d'apodisation de type Hamming de taux 10% ;
- les spectres de Fourier des signaux temporels fenêtrés sont estimés. Les matrices interspectrales sont ensuite évaluées pour chaque canal fréquentiel compris entre les fréquences minimale  $f_{min}$  et maximale  $f_{max}$  d'intérêt et très faiblement lissées grâce à une fenêtre de type Hamming sur 3 points. Le filtrage en fréquence des signaux est en fait implicitement opéré à ce stade puisqu'on ne retient, lors du calcul des matrices spectrales, que le contenu spectral des signaux contenu entre  $f_{min}$  et  $f_{max}$  ;
- l'algorithme MUSIC est ensuite mis en oeuvre sur chaque matrice spectrale ;
- les paramètres des signaux sont estimés et on ne retient que les fréquences et les paramètres des ondes associées pour lesquelles l'estimation des énergies des signaux est maximale.

Le schéma de la mise en oeuvre de MUSIC est représenté sur la Figure 2.8 et la Figure 2.9 montre l'évolution des différents paramètres intervenant dans la méthode pour le cas d'un signal se propageant à travers un réseau de  $N$  capteurs ( $N = 17$ ). En voici le descriptif :

- (a) Nous avons représenté dans le plan  $(k_x, k_y)$  le pic obtenu. La position du pic four-

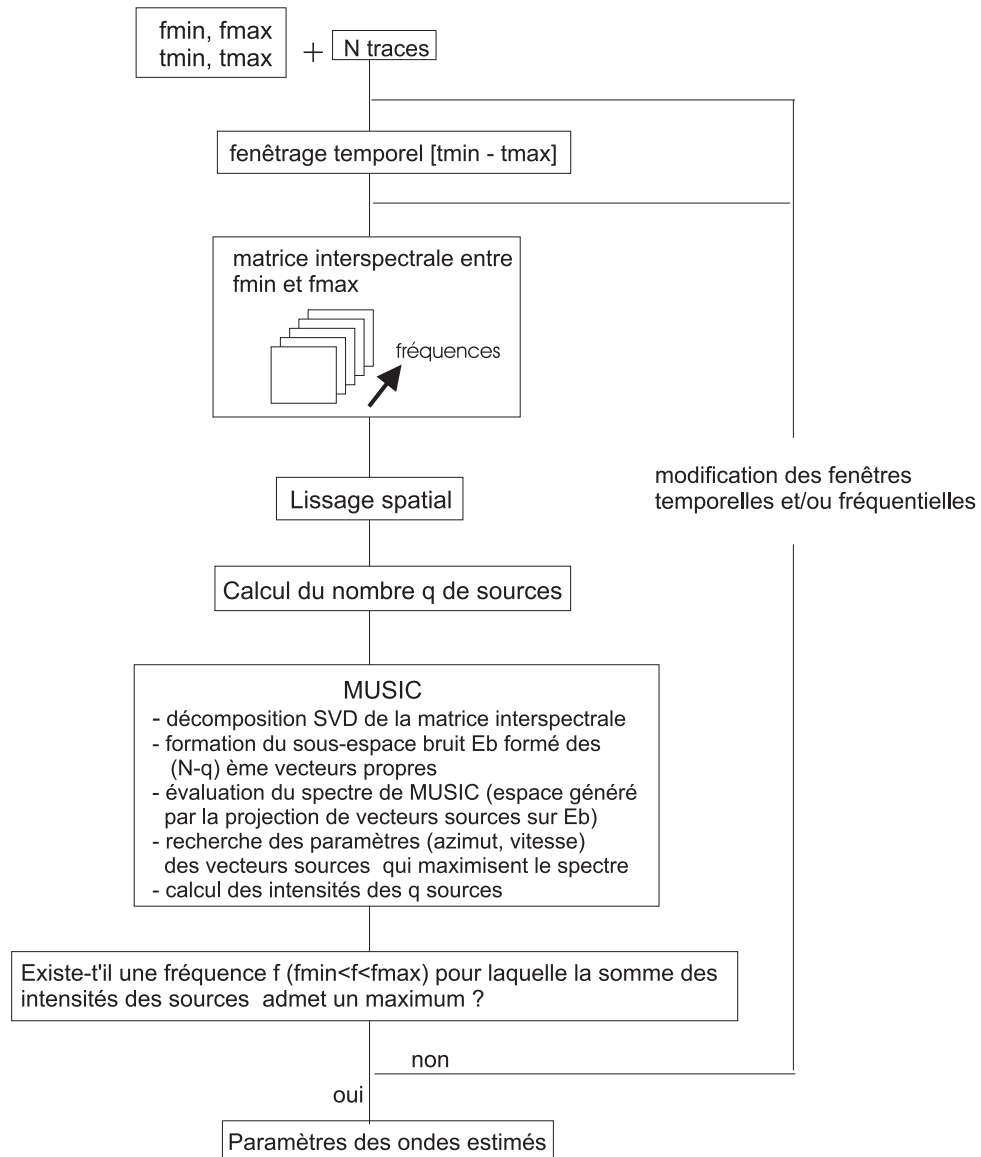


FIG. 2.8 – Schéma de mise en oeuvre de l'algorithme MUSIC.

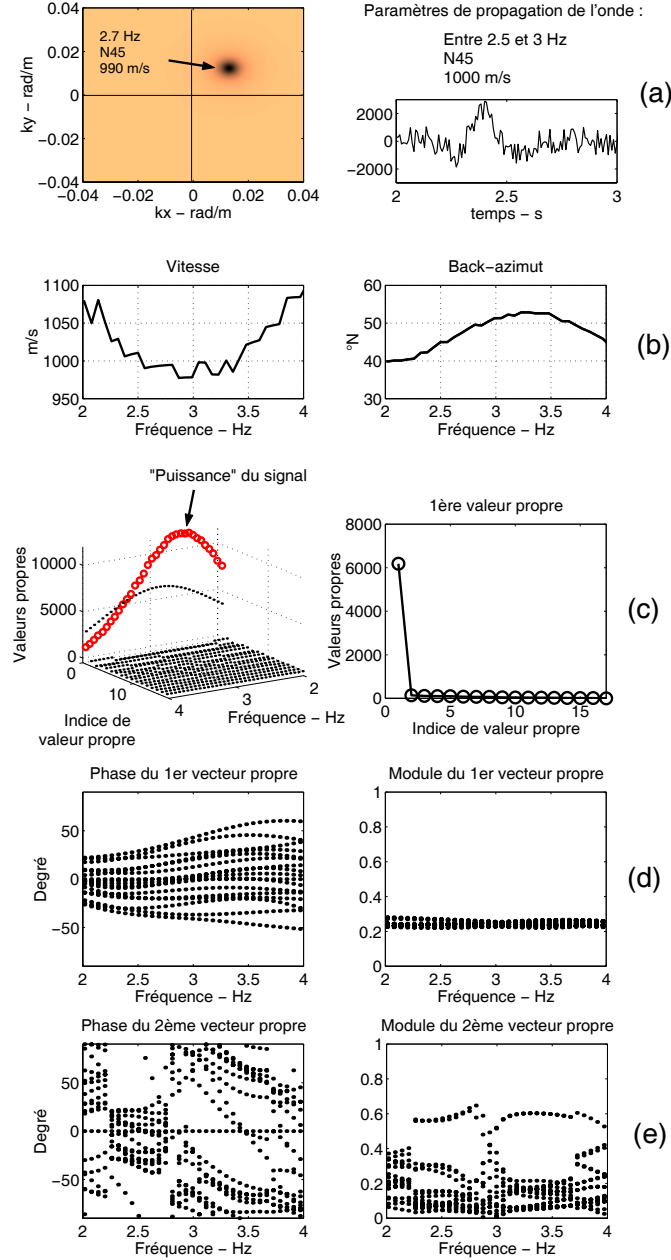


FIG. 2.9 – Illustration de la méthode MUSIC. a) Plan  $(k_x, k_y)$  et paramètres de l'ondelette propagée ; b) Vitesse apparente et back-azimut évalués par MUSIC ; c) Evolution des valeurs propres obtenues à chaque fréquence et évolution de la puissance du signal ; d) Evolution de la phase et du module du 1<sup>er</sup> vecteur propre (vecteur propre du signal) en fonction de la fréquence ; e) Evolution de la phase et du module du 2<sup>ème</sup> vecteur propre (1<sup>er</sup> vecteur propre du bruit) en fonction de la fréquence ;

- nit la vitesse et le back-azimut de la source. Ici, nous retrouvons bien les paramètres de propagation de l'onde ;
- (b) On constate une stabilité de la vitesse avec la fréquence au voisinage de la fréquence dominante du signal, traduisant simplement que la valeur de la vitesse ne dépend pas de la fréquence ;
  - (c) Nous avons représenté sur la figure de gauche, la distribution des valeurs propres obtenue à chaque fréquence. On constate d'une part que la première valeur propre domine les autres, ce qui est normal car il n'y a qu'une onde. Ces 1<sup>res</sup> valeurs propres sont plus fortes au voisinage de 3 Hz montrant que l'énergie de l'onde est localisée dans cette bande de fréquence. Cependant le maximum de la 1<sup>re</sup> valeur propre ne correspond pas tout à fait au maximum de la puissance de la source obtenue par la formule (2.8) ;
  - (d) Cette figure présente l'évolution de la phase et du module des  $N$  valeurs du 1<sup>er</sup> vecteur propre (vecteur propre du signal) en fonction de la fréquence. On constate que le parallélisme des valeurs de phase traduit simplement les retards constants de la propagation du signal d'un capteur à l'autre autour de la fréquence dominante du signal ;
  - (e) Cette figure présente la phase et le module des  $N$  valeurs du 2<sup>me</sup> vecteur propre, c'est-à-dire le 1<sup>er</sup> vecteur propre du bruit. Les distributions de phase et de module sont aléatoires. Cependant, le parallélisme des phases entre 2.2 et 2.8 Hz indique qu'une partie de l'information de la source n'a pas été projetée sur le 1<sup>er</sup> espace propre.

### 2.2.2 Définition des réseaux tests

Dans les exemples suivants, nous avons utilisé deux réseaux dont les géométries sont identiques à celles utilisées lors de l'expérience sur Grenoble. Le “petit” réseau est composé de 17 capteurs répartis sur 2 cercles concentriques. La configuration de ce réseau et sa fonction de transfert sont présentées sur les Figure 2.10 a et b. La distance maximale entre 2 capteurs adjacents valant 30.3 m le nombre d'onde de Nyquist est de 0.10 rad/m et la Figure 2.10 c fournit les valeurs minimales de vitesse de propagation des sources que le réseau sera à même d'identifier sans risque d'aliasing. Le “grand” réseau est lui composé de 13 capteurs et nous avons, comme précédemment, représenté sur la Figure 2.11 a, b et c les configurations et fonctions de transfert du réseau ainsi que les valeurs minimales de vitesses. Pour ce grand réseau, le nombre d'onde de Nyquist vaut 0.007 rad/m.

Afin de pouvoir lisser spatialement les matrices interspectrales, nous avons, de la même façon que Bolkemann et Baish (1999), défini des sous-antennes composées de deux capteurs. Puis, nous avons calculé la moyenne des termes interspectraux associés à des sous-antennes identiques et substitué dans la matrice interspectrale leurs valeurs initiales par la valeur moyennée. L'efficacité du lissage dépend du nombre de moyennes réalisées, ou encore du nombre de sous-antennes identiques. Dans le cas du petit réseau, il est aisé de trouver des sous-antennes identiques dont

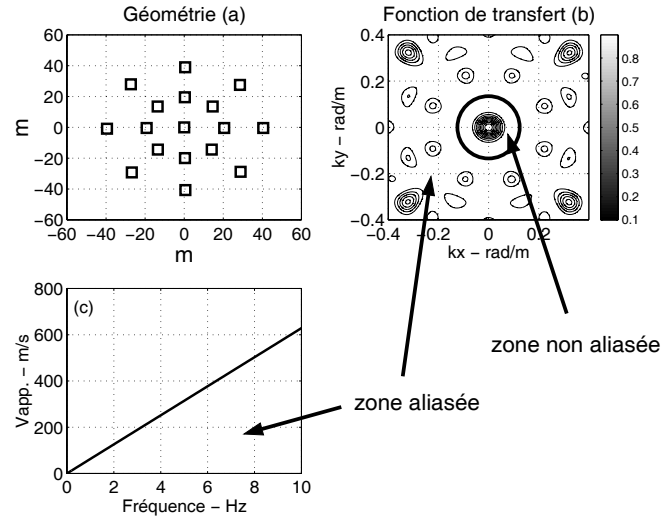


FIG. 2.10 – Petit réseau : a) Géométrie du réseau, b) Fonction de transfert, c) Valeurs des vitesses minimales que MUSIC peut résoudre sans ambiguïté.

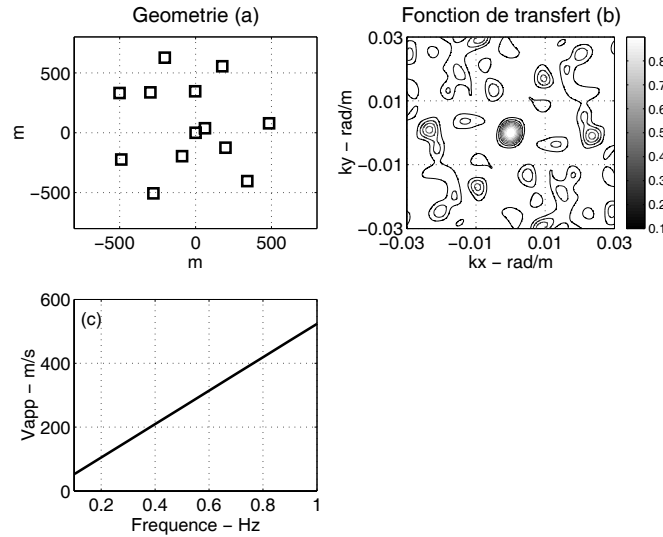


FIG. 2.11 – Grand réseau : a) Géométrie du réseau, b) Fonction de transfert, c) Valeurs des vitesses minimales que MUSIC peut résoudre sans ambiguïté.



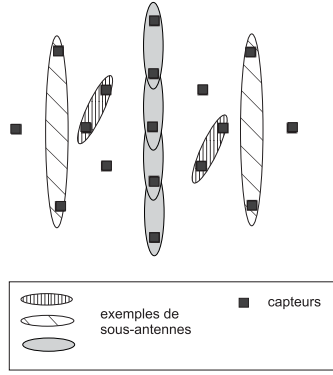


FIG. 2.12 – Petit réseau : exemples de sous-antennes utilisées pour le lissage spatial de la matrice spectrale.

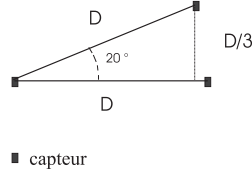


FIG. 2.13 – Définition de la distance de tolérance  $TOL$  :  $TOL < D/3$ .

nous donnons quelques exemples sur la Figure 2.12. Par contre dans le cas de positions de capteur plus aléatoires (grand réseau), il faut introduire une tolérance sur les similarités en distance et en azimuth pour considérer deux sous-antennes comme identiques. Cette tolérance est telle que l'écart des projections sur les axes du repère orthonormé (0xy) des vecteurs formés par les 2 capteurs des sous-antennes vérifie

$$\left| \vec{r}_1 \vec{i} - \vec{r}_2 \vec{i} \right| < TOL \text{ et } \left| \vec{r}_1 \vec{j} - \vec{r}_2 \vec{j} \right| < TOL$$

avec  $TOL$  la “distance” de tolérance,  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$  les vecteurs directeurs du repère (0xy) et  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  les vecteurs des deux sous-antennes que l'on compare. La valeur de  $TOL$  dépend de la configuration du réseau et est déterminée empiriquement à l'aide de tests sur synthétiques. Toutefois, en première approximation, on peut estimer  $TOL$  au plus égal au tiers de la distance minimale inter-station. Cela correspond au cas où deux sous-antennes de même longueur ont au maximum un écart azimuthal de 20 degrés comme indiqué sur la Figure 2.13. Dans le cas du grand réseau cette distance de tolérance a été fixée à 100 m. La Figure 2.14 montre des exemples de sous-antennes utilisées.

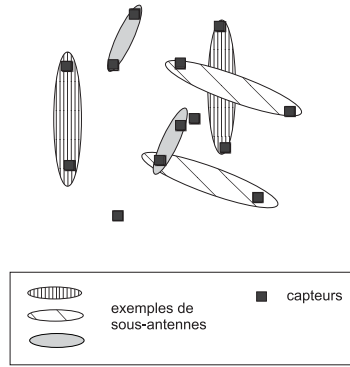


FIG. 2.14 – Grand réseau : exemples de sous-antennes utilisées pour le lissage spatial de la matrice spectrale.

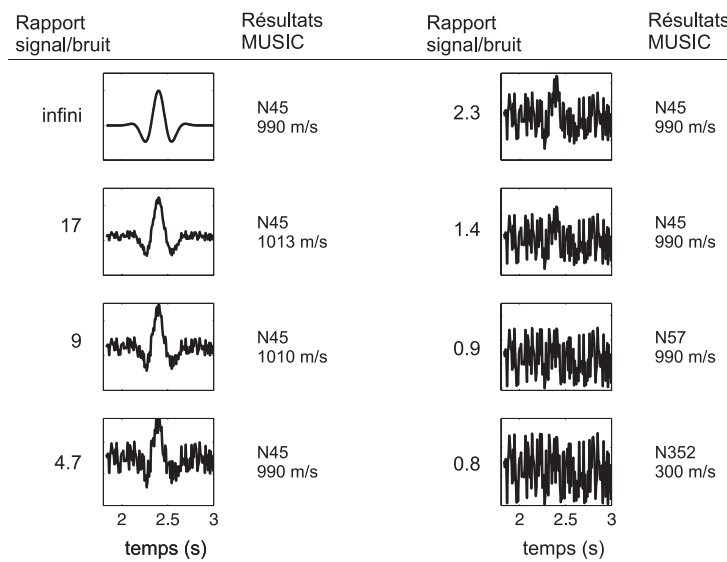


FIG. 2.15 – Influence du niveau de bruit de fond (rapport signal/bruit) sur l'identification des paramètres de l'onde. Les paramètres de propagation théoriques valent N45 et 1000 m/s.

## 2.2.3 Sensibilité de la méthode à différents paramètres (cas d'une seule source)

### 2.2.3.1 Influence du bruit de fond

Pour étudier le niveau de bruit de fond, un signal source de pseudo-fréquence 3 Hz a été propagé à travers le petit réseau avec une vitesse de 1000 m/s et selon un back-azimut valant N45. Du bruit spatialement blanc a été rajouté et le rapport signal sur bruit est défini comme le rapport entre les amplitudes des spectres du signal et du bruit à la fréquence dominante du signal. Les résultats obtenus pour différents rapports signal/bruit sont présentés sur la Figure 2.15. On note que jusqu'à un rapport signal/bruit de 1, MUSIC est insensible au niveau de bruit.

En fait, à faible rapport signal sur bruit et dans le cas où les contenus spectraux du bruit et du signal se chevauchent, le bruit a pour principal effet de perturber les formes d'ondes temporelles

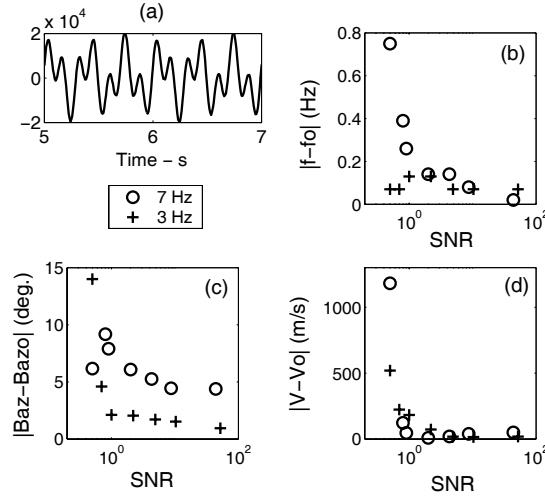


FIG. 2.16 – Effets du rapport signal/bruit (bruit spatialement blanc) : a) deux sinusoïdes traversant simultanément le petit réseau aux fréquences de 3 et 7 Hz (les back-azimuts respectifs des sinusoïdes sont N0 and N90 et la vitesse de propagation est de 1000 m/s), la fréquence d'échantillonnage vaut 125 Hz et le rapport signal/bruit vaut ici 50 ; b) Ecart absolu entre la fréquence théorique  $f_0$  et la fréquence évaluée par MUSIC  $f$  ; c) Ecart angulaire absolu entre le back-azimut théorique  $Baz_0$  et le back-azimut estimé  $Baz$  ; d) Ecart de vitesse absolu entre la vitesse théorique  $V_0$  et la vitesse estimée  $V$  .

et la fréquence dominante apparente de l'onde en est alors légèrement modifiée (Goldstein & Archuleta, 1991). Par conséquent les valeurs de vitesse apparente et de back-azimut estimées par MUSIC seront biaisées (ces estimées sont en effet évaluées à partir du spectre de MUSIC à la fréquence estimée de l'onde). Dans le cas présenté, les signaux se propageant aux plus hautes fréquences sont les plus sensibles au bruit. A titre d'illustration, nous avons propagé à travers le petit réseau deux sinusoïdes de fréquences 3 et 7 Hz de même vitesse mais de back-azimut différent et avons représenté pour différentes valeurs de rapport signal/bruit (SNR) les erreurs introduites sur l'évaluation de la vitesse, de la fréquence et du back-azimut (Figure 3.17). Les erreurs de localisation les plus significatives apparaissent en deçà d'un rapport signal/bruit de 1 à 2 laissant suggérer que MUSIC est relativement robuste au niveau de bruit. A noter également que les erreurs les plus significatives sont observées sur la vitesse apparente et sont dues au fait que l'expression de la vitesse dépend et de la position du pic dans le domaine des nombres d'onde et directement de la fréquence.

### 2.2.3.2 Sensibilités aux autres paramètres

Les sensibilités de la méthode à différents paramètres sont résumés dans le Tableau 2.1.

Paramètres	Observables	Commentaires
Durée de la fenêtre en temps	$T \geq \frac{2}{f_o}$ avec $f_o$ la fréquence dominante de l'onde	
Nombre de canaux fréquentiels	$\geq 1$	
Influence du pas d'échantillonnage $dt$ des signaux temporels	aucun tant que $1/(2dt) \geq 2$ fois la fréquence maximale d'intérêt	on travaille dans le domaine fréquentiel
Influence du pas $\Delta k$ en $(k_x, k_y)$	$\Delta k \leq \text{pouvoir séparateur du réseau}$ défini précédemment par $k_{min} = \pi/L$	dans nos tests, un pas valant le $50^m$ du pouvoir séparateur semble optimum
Filtrage en fréquence préalable des données	non nécessaire	filtrage implicitement opéré lors du calcul de la matrice interspectrale entre 2 fréquences
Apodisation des fenêtres temporelles	une apodisation forte des fenêtres en temps détériore les résultats	apodisation sur 10% de la largeur de fenêtre (fenêtre de Hamming)
Lissage en fréquence de la matrice interspectrale	moins d'influence que l'apodisation des fenêtres temporelles	lissage sur 3 à 7 points
Nombre de capteurs	le nombre de capteurs influe surtout lors d'arrivées multiples	

TAB. 2.1 – Recommandations d'utilisation.

## 2.2.4 Cas de plusieurs sources

### 2.2.4.1 Cas d'arrivées multiples (sans corrélation)

A partir du moment où les sources ont des contenus fréquentiels différents, MUSIC est capable de détecter toutes les sources. Nous montrons ici le cas simple de deux Rickers de pseudo-fréquence 3 et 5 Hz provenant respectivement des azimuts N45 et N63 et se propageant au travers du petit réseau respectivement aux vitesses 1000 et 2000 m/s. L'analyse est réalisée entre 1.5 et 3 s et entre les fréquences 1 et 6 Hz. Les paramètres des deux signaux sources sont retrouvés (Figure 2.17).

### 2.2.4.2 Cas d'une succession de trains d'onde

Supposons maintenant que deux signaux aient le même azimut, la même fréquence mais une vitesse différente :

#### S'ils arrivent à des instants différents

Nous avons propagé à travers le petit réseau deux Rickers de pseudo-fréquence 5 Hz, arrivant aux capteurs à 1 seconde d'intervalle. On constate sur la Figure 2.18 que si la fenêtre temporelle d'analyse est trop grande, c'est-à-dire englobe les deux trains d'onde, MUSIC n'identifie qu'une onde avec le bon azimut mais une vitesse qui est la moyenne des vitesses des deux ondes. Par contre, si l'analyse est réalisée sur deux fenêtres temporelles distinctes, les paramètres des signaux sont retrouvés. Nous avons vu par ailleurs qu'à une fréquence donnée correspond une durée minimale d'analyse (cf. Tableau 2.1). Il existe donc un compromis entre durée de la fenêtre

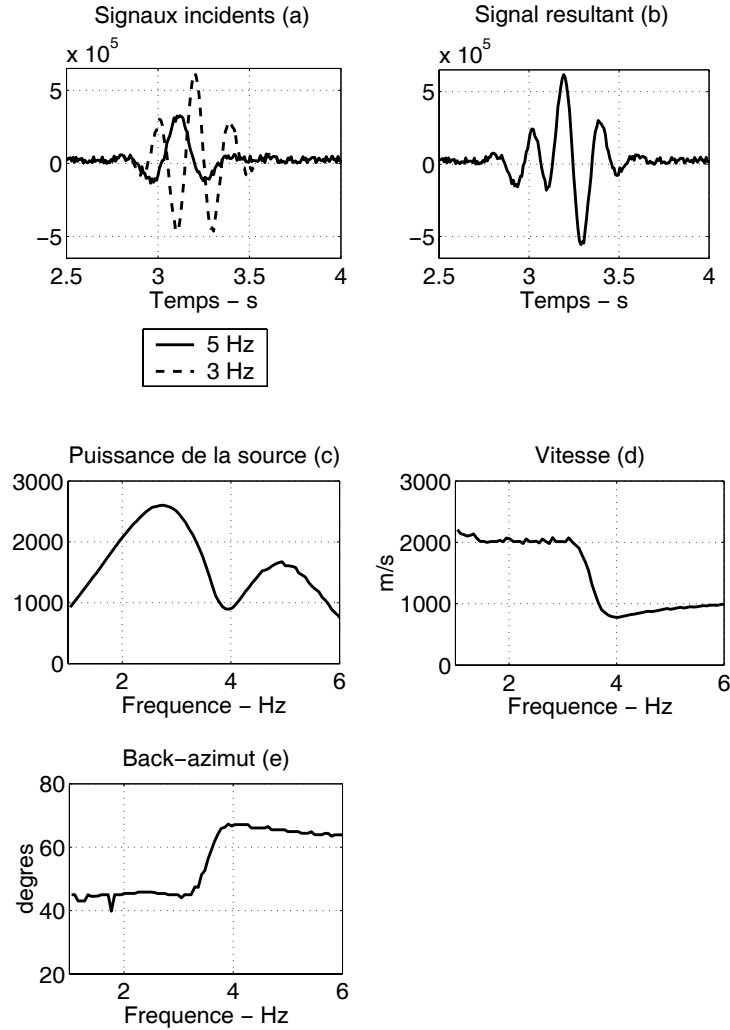


FIG. 2.17 – Cas de 2 ondes de pseudo-fréquences 3 et 5 Hz se propageant simultanément à travers le petit réseau. L'analyse est réalisée entre 2.5 et 4 s et entre 1 et 5 Hz. a) Signaux sources, b) Signal enregistré à un capteur du réseau, c) Puissance de la source fournie par MUSIC : les 2 ondes sont bien identifiées aux bonnes fréquences (la puissance représentée ici n'est pas l'intensité des signaux), d) Vitesse apparente en fonction de la fréquence et e) back-azimut.

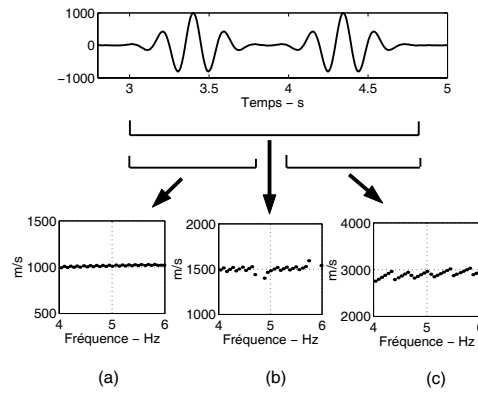


FIG. 2.18 – Succession de 2 trains d'onde identiques mais de vitesses différentes (1000 m/s et 3000 m/s) : a) La vitesse du 1<sup>er</sup> train d'onde est retrouvée si on considère une fenêtre en temps englobant uniquement ce train d'onde (nombre de signaux = 1), b) la vitesse déterminée est une moyenne des vitesses des 2 trains d'onde si la fenêtre temporelle incorpore les deux trains d'onde (nombre de signaux = 2), c) la vitesse du 2<sup>me</sup> train d'onde est retrouvée (nombre de signaux=1).

temporelle d'analyse et écart en temps d'arrivée de trains d'onde provenant du même back-azimut, ayant le même contenu fréquentiel mais des vitesses différentes. Ce biais d'évaluation peut notamment survenir dans le cas des toutes premières secondes d'un signal pour lequel les arrivées d'ondes sont souvent proches temporellement (P, PP, S, etc.).

### S'ils arrivent au même instant

MUSIC est incapable d'identifier les deux vitesses (voir le paragraphe suivant pour plus d'informations) et fournira une vitesse moyenne.

#### 2.2.4.3 Cas de 2 sources corrélées et traversant simultanément le réseau

Nous étudions maintenant le cas de deux sources corrélées, c'est-à-dire ayant la même fréquence :

- Si les vitesses de propagation et les azimuts sont différents, MUSIC détecte correctement, dans la majorité des cas, les paramètres des deux contributions ;
- Si les vitesses de propagation sont différentes mais les azimuts identiques, MUSIC échoue et ne détecte qu'une seule onde avec une vitesse, moyenne des deux vitesses ;
- Si les vitesses de propagation sont proches et les azimuts différents, MUSIC ne fournit pas de résultats stables.

Pour illustrer cette dernière configuration, nous avons considéré le cas très simple de deux sinusoïdes se propageant à travers le grand réseau. Les fréquences des sinusoïdes sont respectivement de 0.3, 0.5 et 0.8 Hz et ces sinusoïdes se propagent aux vitesses suivantes : 500, 1000 et 2000 m/s. La position d'une source (N0) est fixée et l'angle d'arrivée de l'autre source varie de N45 à N315 par pas de 45°. Du bruit spatialement blanc a été ajouté et le rapport signal sur bruit

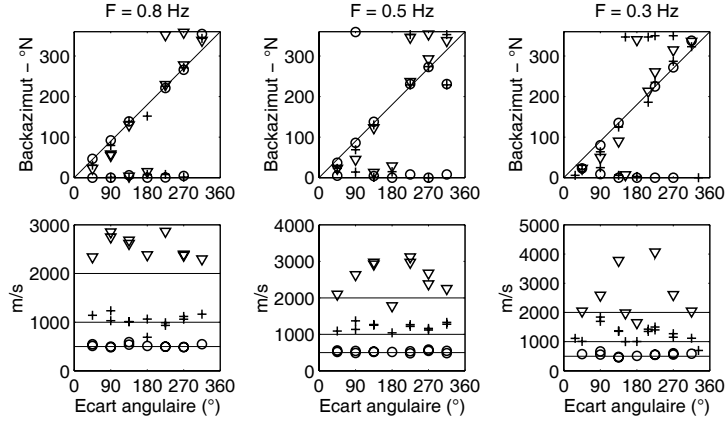


FIG. 2.19 – Identification de deux ondes stationnaires (sinusoïdes) se propageant à la même vitesse et traversant le grand réseau au même instant. Le back-azimut de la source fixe est N0 et l'azimut de la source variable varie de N45 à N315. Les vitesses de propagation théoriques des ondes sont 500 m/s (cercle), 1000 m/s (croix) et 2000 m/s (triangle). Figures du haut : back-azimuts estimés en fonction de l'écart angulaire entre les deux sources (la ligne indique le back-azimut théorique de la source variable). Figures du bas : vitesses estimées en fonction de l'écart angulaire entre les deux sources (les lignes horizontales indiquent les vitesses de 500, 1000 et 2000 m/s).

vaut 10. La Figure 2.19 présente les valeurs de back-azimut et de vitesse évaluées en fonction de l'écart angulaire. Le premier constat est que MUSIC détecte correctement les azimuts soit d'une onde soit des deux ondes. Cependant, lorsque l'écart angulaire entre la source fixe et la source variable est réduit, MUSIC détecte une onde provenant d'un azimut moyen entre les deux azimuts des ondes. L'écart angulaire de séparation des deux sources peut devenir particulièrement important à forte vitesse et à faible fréquence. Ainsi, pour une vitesse de 2000 m/s et une fréquence de 0.3 Hz, cet écart angulaire de résolution vaut 90° ! L'évaluation des vitesses montre qu'à faible vitesse de propagation (500 m/s), les vitesses sont retrouvées quel que soit l'écart angulaire, à l'exception de directions de propagation à 180 degrés l'une de l'autre. Par contre, à plus forte vitesse, l'estimation devient plus problématique. La tendance générale tend à une surestimation des valeurs de vitesse, et ce d'autant plus que la fréquence considérée est basse. Cette surestimation est estimée à un facteur compris entre 1.2 et 2 dans le pire des cas.

Dans le cas du grand réseau, le pouvoir séparateur  $\pi/L$  vaut 0.0031 rad/m (en prenant  $L = 1000$  m) ce qui correspond à une longueur d'onde maximale  $\lambda_{max}$  d'environ 2000 m ( $\lambda_{max} = 2L$ ). Or, si l'on fait un simple calcul des longueurs d'ondes  $\lambda$  associées aux ondes étudiées précédemment, on s'aperçoit que les vitesses sont surestimées dès que  $\lambda \geq 2.5L$ . En d'autres termes, et uniquement **dans le cas d'ondes corrélées ayant une même vitesse de propagation**, les vitesses sont surestimées si l'on est en dehors du pouvoir de résolution du réseau.

Onde 1	Onde 2	Ecart	Fréq.	Onde 1		Onde2		Fréq.
BAZ ( $^{\circ}N$ )	BAZ ( $^{\circ}N$ )		(Hz)	BAZ ( $^{\circ}N$ )	V (m/s)	BAZ ( $^{\circ}N$ )	V (m/s)	(Hz)
45	0	45	5	23	1082			4.94
45	340	65	5	<b>45</b>	<b>1005</b>	340	375	4.64
45	315	90	5	315	3099			4.82
45	290	115	5	<b>45</b>	<b>994</b>	320	3780	4.70
45	270	135	5	358	1405			4.7
45	250	155	5	<b>44</b>	<b>975</b>	<b>255</b>	<b>1067</b>	4.88
45	227	177	5	23	8000			4.88
45	225	180	5	315	43400			4.88

TAB. 2.2 – Simulation de deux pulses gaussiens modulés en amplitude, se propageant à la même vitesse ( $V = 1000$  m/s) et traversant le petit réseau au même instant.

Onde 1	Onde 2	Ecart	Fréq.	Onde 1		Onde2		Fréq.
BAZ ( $^{\circ}N$ )	BAZ ( $^{\circ}N$ )		(Hz)	BAZ ( $^{\circ}N$ )	V (m/s)	BAZ ( $^{\circ}N$ )	V (m/s)	(Hz)
45	0	45	5	356	530	51	500	4.96
45	315	90	5	315	436	53	482	4.88
45	270	135	5	270	511	40	550	4.77
45	225	180	5	221	526	40	529	4.86

TAB. 2.3 – Simulation de deux pulses gaussiens modulés en amplitude, se propageant à la même vitesse ( $V = 500$  m/s) et traversant le petit réseau au même instant.

Nous avons réalisé le même type de simulation pour des ondes de fréquences supérieures se propageant dans le petit réseau. Cette fois, les sources dont deux pulses gaussiens de fréquence dominante 5 Hz se propageant à 1000 m/s et arrivant simultanément au réseau. Comme précédemment la position d'une source est fixée et la position de l'autre varie. Nous présentons dans le tableau 2.2 les résultats obtenus. La caractéristique majeure énoncée précédemment est retrouvée : les vitesses sont surestimées. Par contre, dans ce cas, l'estimation des azimuts peut être tout à fait incorrecte.

La longueur d'onde des ondes vaut 200 m et  $\lambda/L = 2.5$  ( $L = 80$  m) : on est donc en dehors de la résolution théorique du réseau. Afin de vérifier si la relation empirique observée précédemment était également valable ici, nous avons propagé ces deux pulses gaussiens avec des vitesses de 500 m/s (Tableau 2.3). Force est de constater que les vitesses ne sont plus surestimées, semblant indiquer que dans le cas d'ondes corrélées de même vitesse, on ne peut espérer une estimation de vitesse correcte si les caractéristiques de propagation des ondes sont telles que le pouvoir de résolution théorique du réseau est dépassé.

Cet effet de surestimation des vitesses vient de l'échec du lissage spatial. On peut en effet expliciter de façon plus descriptive le lissage spatial comme suit :

1. le passage au travers du réseau d'un signal se traduit par des retards temporels à chaque capteur. Ces retards ne dépendent que de la géométrie du réseau et des caractéristiques de propagation de l'onde (fréquence, vitesse, azimut) et sont donc stationnaires spatialement



- si on fait l'analogie avec une onde traversant un réseau linéaire de capteurs équidistants ;
2. Lorsque deux ondes de fréquences différentes se croisent, les retards temporels engendrés sont toujours stationnaires mais différents selon le canal de fréquence considéré ;
  3. Lorsque deux ondes de même fréquence se croisent, les retards mesurés aux capteurs se traduisent en un seul retard à la fréquence de l'onde. Ce retard peut être vu comme la somme des retards stationnaires des ondes seules et d'un retard supplémentaire spatialement non-stationnaire. Le lissage spatial permet d'éliminer ces retards spatialement non-stationnaires. Il devient ainsi assez intuitif que l'effet du lissage peut devenir inefficace dans le cas où les retards engendrés par le passage des ondes sont trop faibles.

### 2.2.5 Cas d'une sous-estimation ou sur-estimation du nombre de sources

Une sous-estimation du nombre de signaux présents peut survenir dans le cas d'ondes corrélées. MUSIC détecte alors une seule onde. On pourrait alors penser qu'il vaut mieux surestimer le nombre de sources que la sous-estimer. Cependant, une surestimation conduit MUSIC à identifier une onde fictive. On trouve deux types d'ondes fictives :

- les ondes fictives “numériques” que l'on détecte aussi dans le cas où MUSIC est appliqué sur du bruit spatialement blanc. Ces ondes ont en général une faible vitesse (de 50 à 500 m/s) et des puissances faibles. La Figure 2.20 illustre les ondes fictives obtenues dans le cas où MUSIC est appliqué sur du bruit spatialement blanc ;
- les ondes fictives correspondant à des pics d'aliasing. Ce cas survient en pratique lorsque certains capteurs n'ont pas fonctionné. La fonction de transfert du réseau se trouve modifiée et des pics d'aliasing supplémentaires apparaissent. Ces pics d'aliasing sont en général d'amplitude plus faibles que l'amplitude du lobe central sur la fonction de transfert. Dans ce cas, l'onde fictive correspond à l'onde “portée” par ce pic. Ces ondes fictives ont des puissances plus importantes que les ondes fictives “numériques” ;

En théorie, ces ondes peuvent être *a posteriori* éliminées par seuillage sur les valeurs de vitesses et/ou sur la puissance. Ceci peut cependant s'avérer hasardeux dans les cas où les vitesses du milieu sont faibles (par exemple, à Grenoble, la vitesse moyenne des ondes S vaut 700 m/s et 300 m/s dans les couches superficielles. Par ailleurs, les seuillages peuvent supprimer des contributions de faible énergie correspondant pourtant à de vrais signaux.

### 2.2.6 Cas des ondes dispersives

Le cas des ondes dispersives, et notamment des ondes de surface, peut être vu comme une généralisation du cas de trains d'onde successifs précédemment évoqué avec modulation de fréquence (et de vitesse pour les ondes de surface). Pour chaque fenêtre temporelle et fréquentielle d'analyse, les ondes identifiées par MUSIC ont une fréquence moyenne comprise entre les deux

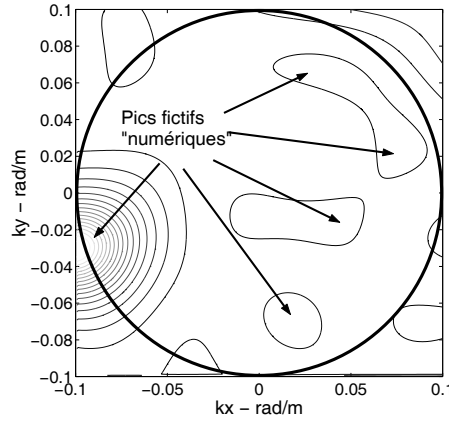


FIG. 2.20 – Ondes fictives détectées par MUSIC. Le cercle indique la limite de la zone d'aliasing.

Angle d'incidence théorique (°)	Vitesse apparente (m/s)	Angle d'incidence estimé (°)
26	1176	31
45	1500	45
63	2400	65
75	6500	81
85	25000	87

TAB. 2.4 – Estimation de MUSIC pour des fronts d'ondes ayant des angles d'incidence.

fréquences d'analyse et une vitesse moyenne (pour les ondes de surface). Nous ne présentons pas ici de test synthétique et invitons le lecteur à se reporter au Chapitre 3 où des simulations impliquant des ondes dispersives (avec ou sans modulation de vitesse) sont présentées.

### 2.2.7 Influence de l'angle d'incidence du front d'onde

MUSIC estime une vitesse de propagation d'un front d'onde en surface, c'est-à-dire une vitesse apparente. Vitesse apparente et vitesse réelle du milieu sont liées par la relation  $\theta = \arccos(\frac{V}{V_{app}})$  avec  $V$  la vitesse du milieu,  $V_{app}$  la vitesse apparente de propagation et  $\theta$  l'angle entre le rai incident et l'horizontale. Afin de vérifier que MUSIC calculait bien les vitesses apparentes, nous avons utilisé le code axitra (Coutant, 1989) pour propager une source de type Ricker dans un demi-espace de vitesse d'ondes P de 1000 m/s. La source était positionnée à différentes profondeurs sous le réseau. Nous avons opéré MUSIC successivement sur les trois composantes du signal enregistrées aux capteurs. Les résultats (back-azimut, vitesse) sont les mêmes pour les 3 composantes, ce qui est normal vu que MUSIC ne s'intéresse qu'aux décalages en temps produits par les fronts d'ondes. Nous avons inscrit dans le Tableau 2.4 les angles d'incidence théorique par rapport à l'horizontale du front d'ondes, les vitesses apparentes estimées par MUSIC et les angles d'incidence estimés via la relation (2.2.7). Sans équivoque, MUSIC rend compte de fronts d'ondes verticalement incidents.

## 2.3 Des données synthétiques aux données réelles : les tremblements de glace

En août 2000, une expérience géophysique a été conduite sur le glacier de la Girose situé dans les Alpes françaises en vue d'étudier la déformation du glacier. Ce dernier a entre autres été équipé pendant 48 heures d'une nappe de géophones permettant d'enregistrer les tremblements de glace. Les données enregistrées ont un excellent rapport signal sur bruit, des formes d'ondes relativement peu complexes et les traces sont très cohérentes d'un capteur à l'autre. Parallèlement à cette écoute sismologique, des investigations sismiques et géoradar ont permis de préciser les géométries des structures superficielles, la profondeur glace/substratum rocheux et de déterminer précisément la vitesse des ondes P. Ces investigations corroborées par des expériences similaires sur d'autres glaciers (Patterson et Savage, 1963) semblent montrer que le glacier se comporte comme un corps élastique homogène. Les tremblements de glace nous offrent ainsi l'opportunité quasi unique de pouvoir tester la méthode MUSIC dans un contexte qui est un bon compromis entre un milieu purement synthétique où tout est connu et maîtrisé et un milieu réel complexe. Outre l'intérêt porté à la validation de la méthode MUSIC tant au niveau de la pertinence de l'identification des ondes qu'à celui de la façon d'appliquer MUSIC et du réglage des paramètres de la méthode, l'analyse de réseau sur tremblements de glace peut aussi contribuer à imager et caractériser le glacier à des échelles d'investigation plus larges que les échelles d'investigation géophysique classiques (géoradar, sismique). Dans ce paragraphe, nous vérifions dans un premier temps que l'analyse MUSIC peut être mise en oeuvre sur les tremblements de glace. Puis, nous verrons les informations structurales et géophysiques que nous pouvons déduire du traitement d'antenne.

### 2.3.1 L'expérience Girose 2000

#### 2.3.1.1 Structure et propriétés du glacier

Nous ne décrivons ici que les points essentiels concernant l'expérience Girose 2000 et invitons le lecteur à se reporter à Helmstetter *et al.* (2001) pour de plus amples détails. Le glacier de la Girose, de largeur 6 km et de longueur 3 km est situé à 60 km au sud-est de la ville de Grenoble. L'expérience s'est déroulée sur une partie plate du glacier en amont de larges crevasses orientées perpendiculairement à la direction d'écoulement du glacier. La Figure 2.21 présente une vue d'ensemble du glacier et de la zone d'étude. Sénéchal *et al.* (2001) ont évalué par prospection sismique et géoradar à environ 100 m l'épaisseur du glacier à l'aplomb du réseau avec une interface glace/substratum rocheux de pendage N90-25E. La vitesse des ondes P est estimée à 3400 m/s. En admettant que le coefficient de Poisson vaut 0.33 dans la glace, la vitesse des ondes S vaudrait 1700 m/s. La vitesse théorique des ondes de Rayleigh serait alors de  $0.9 V_s$ , soit 1540 m/s. Ces

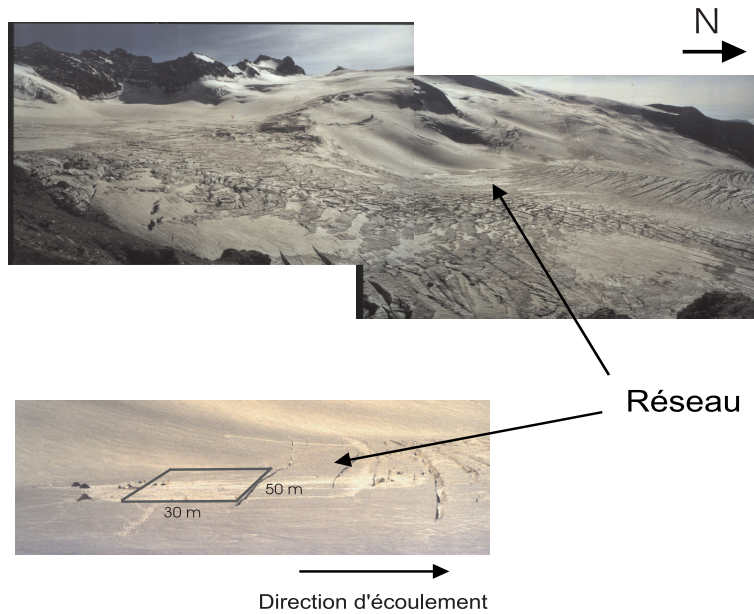


FIG. 2.21 – Vue d'ensemble du glacier de la Girose et localisation du dispositif géophysique.

vitesses d'ondes S et Rayleigh sont suggérées par Helmstetter *et al.* (2001) sans pour autant avoir été vérifiées expérimentalement pour le Glacier de la Girose.

### 2.3.1.2 Configuration de la nappe de capteurs et paramètres d'acquisition

La nappe de capteurs d'extension  $30 \times 50$  m comportait 24 géophones à une composante et de fréquence de coupure 14 Hz. Les géophones étaient connectés à une seule acquisition de type Geometrics Strata Views 24-bit assurant ainsi une échelle de temps commune et la fréquence d'échantillonnage valait 4 kHz. La géométrie précise de la nappe est précisée sur la Figure 2.26. Le Geometrics était relié à une unité d'acquisition Hathor (Léas) auquel était connecté un sismomètre de type MarkProducts-L22 de bande passante [2-40 Hz]. Cette station d'acquisition assurait grâce à un algorithme de type STA/LTA le déclenchement de l'enregistrement du Geometrics. La valeur du STA a été fixée à 0.1 s et le LTA à 5 s<sup>6</sup>. Aussi, les déclenchements ont surtout permis d'enregistrer des événements brefs qui ont eu lieu dans le réseau ou à quelques mètres et dont les profondeurs hypocentrales variaient de 5 à 15 m (Helmstetter *et al.*, 2001). Leur contenu fréquentiel est très haute fréquence ( $> 100$  Hz) et leur durée de l'ordre de 0.05 s. Quelques événements de plus longue durée et donc *a priori* plus lointains ont cependant pu être enregistrés. Ils ont un contenu fréquentiel inférieur à 50 Hz et une durée variant de 0.2 à 1.5 s. Comme la méthode MUSIC ne peut être réalisée que pour des sources éloignées du réseau afin d'avoir des fronts d'onde plans se propageant au travers de la nappe, nous avons rejeté

<sup>6</sup>L'utilisation d'un STA aussi petit tient à ce que Helmstetter *et al.* (2001) avaient pour objectif d'étudier les phénomènes de rupture se produisant à l'intérieur du réseau.

l'éventualité de l'analyse des événements très courts. Par contre, nous nous sommes intéressés aux événements les plus longs.

### 2.3.2 Mise en oeuvre du traitement d'antenne

#### 2.3.2.1 Distance épacentrale des événements de plus grande durée

Pour vérifier que les événements de plus longue durée peuvent subir un traitement d'antenne, nous devons tout d'abord estimer leur distance épacentrale. La faible ouverture du réseau ne permet pas de localiser les événements avec des méthodes classiques de localisation même en ne pointant que les arrivées des ondes de Rayleigh. Nous avons donc utilisé la formule simple reliant la distance épacentrale à la différence de temps d'arrivée des ondes P et S :  $|t_p - t_s| = distance \left| \frac{1}{V_p} - \frac{1}{V_s} \right|$ . Le réseau voit une onde plane si l'inégalité de Fraunhofer (2.6) est respectée. Sachant que la longueur d'onde minimale attendue dans le cas des tremblements de glace considérés vaut environ 34 m (onde de vitesse 1700 m/s se propageant à la fréquence de 50 Hz), la distance source - réseau doit être très supérieure à 74 m. Les événements ayant une distance épacentrale estimée à au moins 300 m ont été retenus pour l'analyse de réseau. Ces événements sont présentés en Annexes 1 et 2 de ce chapitre et le Tableau 2.5 fournit les valeurs estimées des distances épacentrales.

#### 2.3.2.2 Vérification des autres contraintes pour le traitement d'antenne

Outre le fait que les fronts d'ondes doivent être plans, nous avons précédemment mentionné que les capteurs doivent reposer sur le même substratum, que l'erreur sur le calage en temps des signaux doit être très inférieure au pas d'échantillonnage et que les formes d'ondes soient cohérentes d'une trace à l'autre. Ces trois critères sont respectés ici car 1) les prospections géophysiques (géoradar, sismique) montrent que le milieu est homogène sous le réseau, 2) les traces ont été acquises à l'aide d'une seule unité d'acquisition donc le calage en temps est assuré, 3) les formes d'ondes sont très similaires d'un capteur à l'autre comme le montrent les enregistrements de la Figure 2.26. Les conditions sur les données sont donc réunies pour espérer un traitement d'antenne. Il reste cependant à vérifier que les vitesses auxquelles on pourra accéder sans crainte d'aliasing correspondent à la gamme de vitesse d'intérêt, soit de 1500 à 3400 m/s pour des fréquences de 10 à 40 Hz. Nous avons donc représenté la géométrie du réseau et sa fonction de transfert sur la Figure 2.26. Le nombre d'onde spatial maximum  $k_{max}$  (nombre d'onde de Nyquist) vaut 0.22 rad/m et la Figure 2.23 montre que les vitesses analysables correspondantes (zone grisée sur la Figure) sont celles qui nous intéressent. Par ailleurs, le "pouvoir de séparation" du réseau vaut  $k_{min} = 0.1$  rad/m et nous avons vu précédemment (Tableau 2.1) que nous prenions en pratique un pas en nombre d'onde valant  $k_{min}/50$ . Comme les nombres d'ondes qui nous intéressent sont supérieurs à  $k_{min}/4$ , ce pas nous assure une bonne résolution numérique

Événement	Durée (s)	Back-azimut	Déviati <u>o</u> n du back-azimut	Distance ép <u>i</u> centrale (m)	tp-ts (s)	Commentaires
1012	2.0	N 140	oui	380	0.112	
1025	2.0	N 130	oui	667	0.196	tir de pisteur
1042	1.5	N 125	non	400	0.116	
1056	1.5	N 30	oui	503	0.148	
1058	1.3	N 30	non	350	-	
1064	2.2	N 230	oui	-	-	
1074	0.5	N150	oui	408	0.120	
1075	1.5	N160	oui	375	0.110	
1108	1.5	N025	oui	435	0.128	
1119	1.2	N340	non	449	0.132	“essaim”
1144	1.5	N320	non	476	0.14	
1145	2.0	N280	non	517	0.152	
1147	0.7	N270	non	421	0.124	
1151	0.8	N030	non	-	-	
1156	2.4	N150	non	476	0.14	“essaim”
1173	0.8	N30	non	503	0.148	
1183	0.4	N320	non	-	-	
1187	2.4	N15	non	476	0.14	“essaim”
1246	2.4	N130	non	421	0.124	“essaim”
1313	1.3	N280	non	421	0.124	“essaim”
1362	2.0	N100	oui	558	0.164	tir de pisteur

TAB. 2.5 – Caractéristiques des événements analysés.

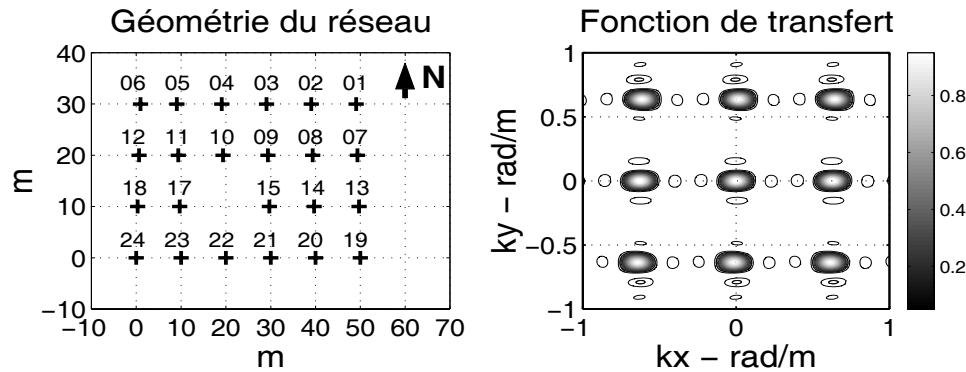


FIG. 2.22 – Géométrie du réseau et sa fonction de transfert. Les numéros associés aux signes + correspondent aux numéros de capteurs.

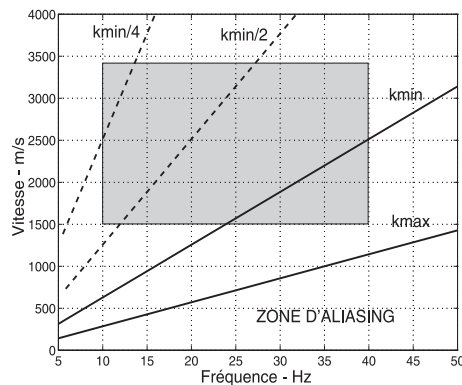


FIG. 2.23 – Résolution en vitesse de la nappe de géophones. La zone grisée correspond à la gamme de vitesses d'intérêt.

des caractéristiques de l'onde.

### 2.3.2.3 Détermination des fenêtres temps-fréquence d'analyse

La principale difficulté de l'analyse tient à ce que les tremblements de glace sont de très courtes durées et qu'ainsi les différentes phases - P, S, Rayleigh, etc - composant le signal sont rapprochés en temps. Nous savons par ailleurs que MUSIC identifie toujours une phase même si aucune onde physique n'est présente dans la fenêtre d'étude. Nous devons donc déterminer précisément les domaines temps-fréquence où l'énergie du signal est localisée. L'aspect finesse de localisation est important dans la mesure où, les trains d'onde étant proches temporellement, nous ne pouvons nous permettre de considérer des fenêtres temporelles de longueur plus importante que nécessaire, c'est à dire supérieure à deux fois la période dominante du signal. Une décomposition temps-fréquence de l'énergie du signal apparaît comme un premier outil adéquat de localisation de l'énergie. Le spectrogramme ne donne cependant pas une localisation suffisamment fine en temps et fréquence. Aussi, nous lui avons préféré le pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé (PSWVL)

réalloué dont le principe et l'expression mathématique sont explicités en Annexe 3. De façon très succincte, la réallocation du PSWVL permet de concentrer les distributions d'énergie dans le plan temps-fréquence et l'extraction des lignes de crête de ces concentrations nous permet d'ajuster au mieux les domaines temps-fréquence sur lesquels l'analyse MUSIC sera effectuée. La Figure 2.24 illustre la localisation de lignes de crête sur un spectre de Wigner-Ville lissé. La procédure d'analyse peut être ainsi résumée :

1. Calcul de la trace moyenne<sup>7</sup>
2. Calcul du pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé
3. Réallocation de l'énergie
4. Extraction des lignes de crête
5. Analyse MUSIC au voisinage des lignes de crête<sup>8</sup>

Le principal apport de l'utilisation du PSWVL réalloué dans le cas des tremblements de glace tient essentiellement à ce qu'il permet de faire un traitement au voisinage des domaines qui contiennent de l'information et de réduire par ailleurs le temps de calcul. En effet, si l'on s'en tient à une description temps-fréquence classique comme le spectrogramme (qui n'est autre que le PSWVL), les domaines d'investigation en fréquence peuvent être larges (de 12 à 50 Hz) et les temps de calcul considérablement augmentés.

### 2.3.3 Résultats du traitement d'antenne

#### 2.3.3.1 Premiers observables et localisation des événements

##### Back-azimut et vitesses apparentes

Nous avons représenté en Annexes 1 et 2 de ce chapitre les évolutions temporelles du back-azimut et de la vitesse apparente. Le découpage en 2 annexes est justifié par le fait que certains événements montrent une importante déviation temporelle du back-azimut (événements de l'Annexe 2 appelés **événements déviés**) alors que pour les événements de l'Annexe 1 (nommés **événements non déviés**), aucune déviation significative du back-azimut au cours du temps n'est observée (écart à l'azimut moyen de 2 à 10%). Outre ce découpage formel, une forte déviation temporelle du back-azimut est un indicateur d'éventuelles diffractions du champ d'onde

---

<sup>7</sup>Nous n'avons pas tenu compte des déphasages entre traces pour calculer cette trace moyenne. Cependant, la bonne cohérence entre les traces et la simplicité des signaux nous permet de moyenniser les traces sans crainte de détruire l'information spectrale qui nous intéresse.

<sup>8</sup>La durée en temps de la fenêtre d'analyse vaut deux fois la période associée au point de crête retenu et l'analyse en fréquence est réalisée autour de la fréquence  $f_o$  au point de crête, soit entre  $f_o - 0.5$  Hz et  $f_o + 0.5$  Hz.



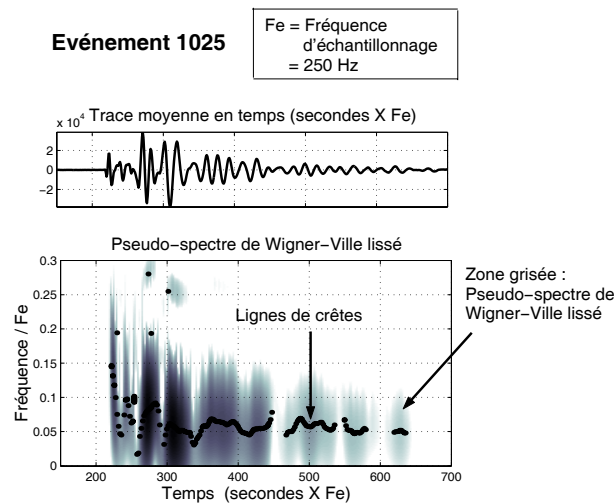


FIG. 2.24 – Localisation de lignes de crête sur le pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé de l'événement 1025.

incident sur des hétérogénéités du milieu sur lesquelles nous reviendrons par la suite. Les valeurs des vitesses apparentes sont plus dispersées mais correspondent aux gammes de vitesses auxquelles on s'attend dans le cas de ce glacier.

### Localisation des épicentres

En supposant que le premier back-azimut détecté correspond au back-azimut de la source et connaissant la distance épicentrale, nous avons reporté les localisations des tremblements de glace sur une carte du glacier (Figure 2.25). Nous constatons que les tremblements de glace sont localisés soit à proximité des zones de sérac<sup>9</sup> (événements provenant du sud-est), soit à proximité de topographie indiquant la présence de substratum rocheux proche de la surface.

### Essaims

Certains événements (événements 1119, 1156, 1187, 1246 et 1313) exhibent une succession de trains d'onde provenant du même back-azimut. Ces trains d'onde de même amplitude que nous avons nommé “essaims” ont été observés sur d'autres glaciers. Patterson et Savage (1963) ont noté en outre que les épicentres de ces essaims étaient distribués le long de lignes parallèles à la direction de crevasses préexistantes. Nous ne pouvons ici infirmer ou non de telles observations, les localisations des épicentres n'étant que très approximatives et, au regard de la distance source-récepteur, les faibles variations du back-azimut au cours du temps ne peuvent être raisonnablement retenus pour argumenter ou non de telles observations. Par ailleurs, les enregistrements étant opérés sur déclenchement, nous ne pouvons dire si ce phénomène “d'essaimage”

<sup>9</sup> Amas chaotique de glaces aux endroits où la pente du lit glaciaire s'accroît et où l'adhérence du glacier diminue. (Petit Larousse, 1991)

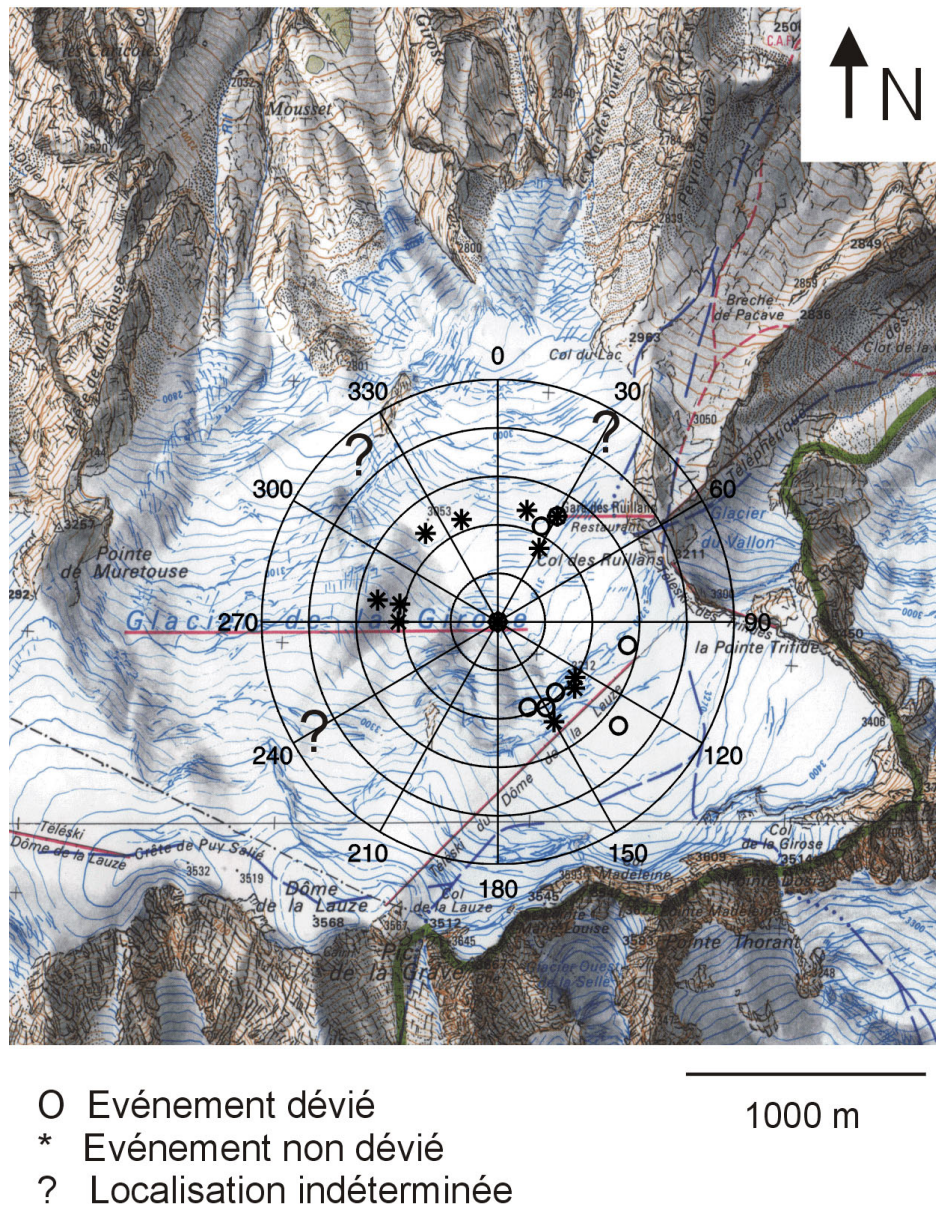


FIG. 2.25 – Localisation des épicentres des tremblements de glace.

ne survient que ponctuellement ou est une caractéristique du style de rupture du glacier.

### 2.3.3.2 Etude de la vitesse apparente et du back-azimut

Dans certains cas (événements 1151, 1145, 1058, 1313 par exemple), les toutes premières arrivées ont des vitesses proches de 4000 m/s ce qui signifie que l'analyse de réseau a été capable de détecter les ondes P. Après la première arrivée, nous pouvons distinguer deux évolutions possibles de la vitesse apparente :

1. soit la vitesse apparente est stable avec des valeurs de vitesses comprises entre 1500 et 2000 m/s (par exemple, cas des événements 1056, 1074, 1042, 1173, 1246 et 1313) ;
2. soit la vitesse apparente décroît juste après la première arrivée avant de se stabiliser autour de 1500-2000 m/s (cas des événements 1058, 1145, 1025, 1075). Ces fortes vitesses apparentes peuvent être générées soit par des réflexions et/ou transmissions des ondes sur l'interface glace/substratum qui émergent donc en surface avec des angles d'incidence importants, soit par le fait que les fenêtres temporelles d'analyse englobent à la fois des composantes P et des composantes S du signal, auquel cas, la vitesse calculée par l'analyse est une pondération des vitesses des ondes P et des ondes S. Nous avons représenté sur la Figure 2.26 les signaux de l'événement 1145 et les vitesses apparentes calculées. Entre l'arrivée de l'onde P et celle de l'onde S, le délai en temps est de 0.1 s. Le contenu fréquentiel des ondes P et S varie entre 20 et 30 Hz et ainsi la durée minimale de la fenêtre en temps d'analyse vaut 0.067 s, soit quasiment l'écart en temps entre les deux arrivées. Comme l'analyse est réalisée tous les 0.008 s, des fenêtres temporelles engloberont des arrivées P et S. La durée des fenêtres en temps considérée est la minimale que nous puissions considérer. Aussi, il ne nous est pas possible de discriminer entre réflexions et biais d'évaluation.

Les vitesses les plus stables temporellement correspondent à des trains d'onde de Rayleigh de forte amplitude et à caractère peu dispersif. Sénéchal *et al.* (2001) mentionnent également la présence de ces importantes ondes de Rayleigh lors de leur investigation sismique du milieu. Nous avons calculé la vitesse moyenne des ondes de Rayleigh pour chaque événement, les fenêtres temporelles utilisées sur lesquelles nous avons considéré que les ondes étaient des ondes de Rayleigh ont été déterminées visuellement. Les vitesses moyennes sont reportées en fonction du back-azimut de l'événement sur la Figure 2.27. Aucune variation de vitesse moyenne n'est observée selon l'azimut de l'événement indiquant un milieu isotrope au regard de la propagation des ondes de Rayleigh. La vitesse moyenne sur tous les événements vaut 1544 m/s  $\pm$  196 m/s. Cette vitesse est en accord avec la vitesse théorique déduite d'un matériau élastique homogène que nous avons précédemment mentionné.

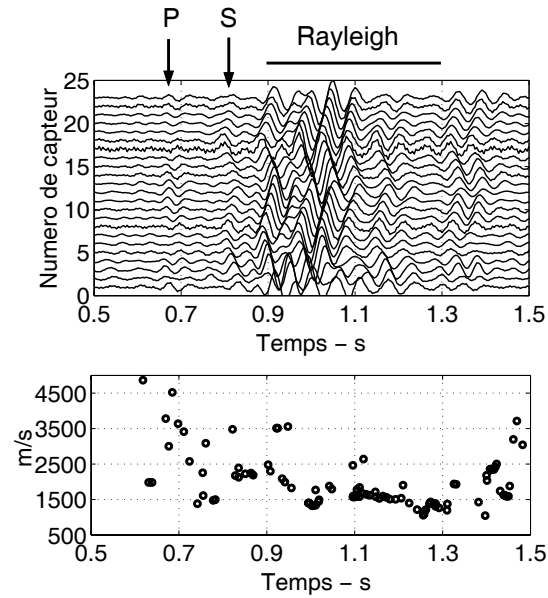


FIG. 2.26 – Événement 1145. Signaux enregistrés et évolution temporelle de la vitesse apparente. Se référer à la Figure pour connaître le positionnement des capteurs.

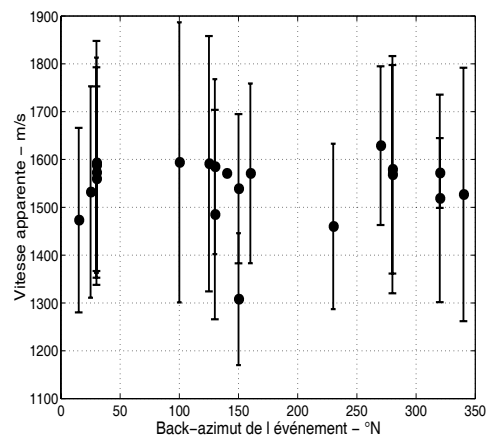


FIG. 2.27 – Valeurs moyennes et écart-types des vitesses apparentes des ondes de Rayleigh évaluées pour chaque événement.

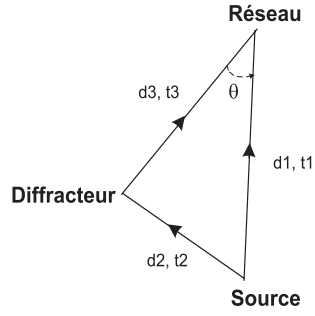


FIG. 2.28 – Schéma représentant les différences de trajet entre une onde directe et une onde déviée.

### 2.3.3.3 Localisation des zones diffractantes

#### Méthode

Afin de tenter d'imager les zones diffractantes qui ont provoqué une déviation du champ d'onde incident, nous avons fait l'hypothèse qu'entre la source et le réseau il n'existe qu'une seule hétérogénéité comme indiqué sur la Figure 2.28. En posant  $\tau$ , la différence de temps d'arrivée au réseau entre l'onde directe<sup>10</sup> (ayant parcouru la distance  $d_1$  et arrivée au temps  $t_1$ ) et les ondes déviées (ayant parcouru  $d_2 + d_3$  et arrivées au temps  $t_2 + t_3$ ) et  $\theta$ , l'angle entre le back-azimut de la source et le back-azimut de l'arrivée déviée, on obtient les deux relations suivantes :

$$t_3 + t_2 - t_1 = \tau$$

$$d_2^2 = d_1^2 + d_3^2 - 2 d_1 d_3 \cos \theta$$

On déduit facilement de ces deux équations la distance  $d_3$  :

$$d_3 = \frac{V^2 \tau^2 + 2 d_1 V \tau}{2 V \tau - 2 d_1 (\cos \theta - 1)}$$

avec  $V$ , la vitesse détectée des ondes. Cette approche est quelque peu simpliste car on suppose que le diffracteur est un point placé dans le plan formé par la nappe de capteurs. On ne prend ainsi pas en compte d'éventuelles diffractions en profondeur que les fortes vitesses apparentes des premiers points des ondes déviés laissent suggérer. Cette méthode nous fournit simplement une estimation des gammes de distances où sont localisés les diffracteurs.

<sup>10</sup>L'onde directe est la première onde que l'on détecte.

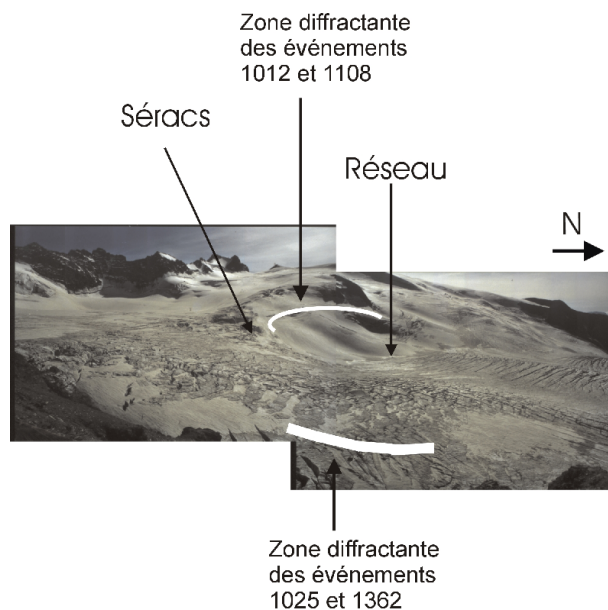


FIG. 2.29 – Vue d'ensemble du glacier et position des zones diffractantes.

### Événements 1012 et 1108

Ces deux événements exhibent des déviations du back-azimut simple avec l'apparition, quelques centièmes de secondes après la première arrivée, d'un champ d'ondes provenant simplement d'une direction différente de celle de la source. Les zones diffractantes indiquées sur les Figures 2.30 et 2.31 coïncident dans les deux cas à la zone de séracs située au sud du réseau. Cette zone de séracs correspond aussi à une variation topographique importante comme on peut le voir sur la Figure 2.21 et est vraisemblablement à associer à la présence d'un substratum rocheux proche de la surface.

### Événements 1025 et 1362

Ces deux événements ont été générés par des tirs de pisteurs et la même déviation azimutale une seconde après le début du signal est observée (Figures 2.32 et 2.33). Cette déviation est plus complexe que celles des deux événements précédents. Aussi, nous nous sommes uniquement intéressés ici aux valeurs décroissantes du back-azimut. Les zones identifiées se situent à proximité d'une interface substratum rocheux/glace morphologiquement évidente et on peut donc suspecter que les diffractions ont eu lieu sur cette interface (cf. Figure 2.29).

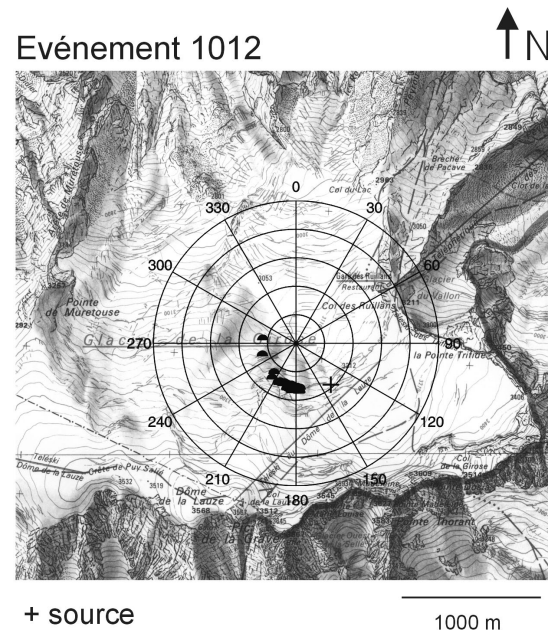


FIG. 2.30 – Événement 1012. Les points noirs indiquent la position probable des zones “diffractantes” et la croix l’épicentre estimé de l’événement.

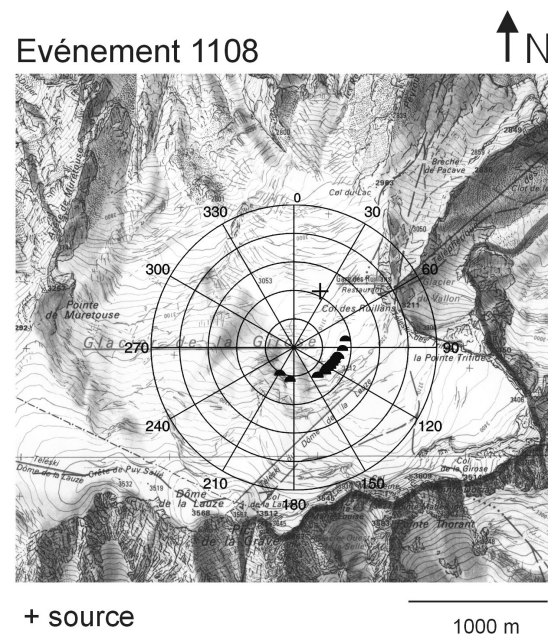


FIG. 2.31 – Événement 1108. Les points noirs indiquent la position probable des zones “diffractantes” et la croix l’épicentre estimé de l’événement.



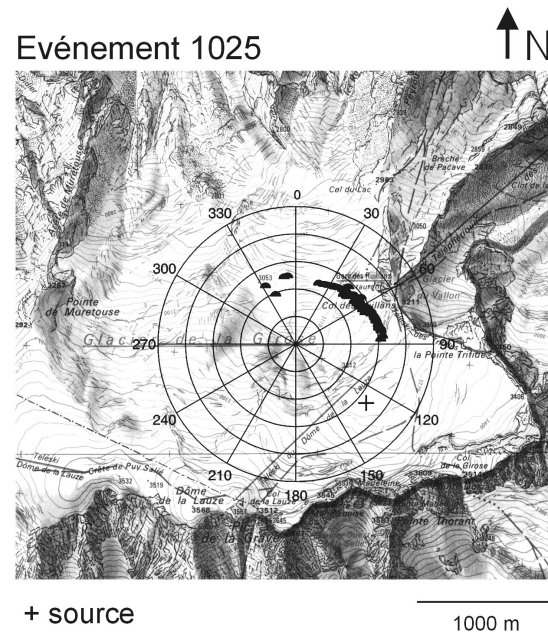


FIG. 2.32 – Événement 1025. Les points noirs indiquent la position probable des zones “diffractantes” et la croix l’épicentre estimé de l’événement.

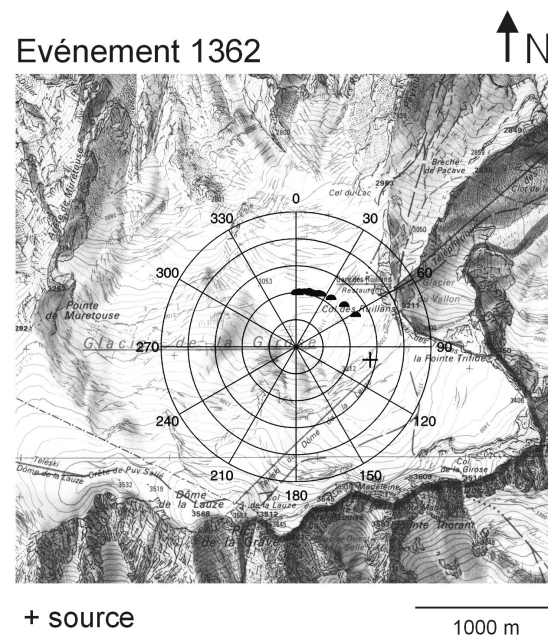


FIG. 2.33 – Événement 1362. Les points noirs indiquent la position probable des zones “diffractantes” et la croix l’épicentre estimé de l’événement.



### 2.3.4 Discussions/Conclusions

#### 2.3.4.1 Sur les tremblements de glace

Le traitement d'antenne nous apporte des informations et sur la structure et sur les propriétés élastiques du milieu. Ainsi,

1. Les zones diffractantes coïncident avec les prolongements des anomalies topographiques de surface et permettent de contraindre la géométrie latérale du glacier ;
2. Les grandes stabilités du back-azimut (hors zones diffractantes) quel que soit l'azimut de l'événement montrent qu'à des longueurs d'onde de l'ordre de la centaine de mètres le milieu apparaît complètement homogène. Ce milieu semble de plus de caractère isotrope car aucune variation de vitesse n'est observée selon l'azimut de la source ;
3. Enfin, l'analyse montre que les vitesses des ondes de Rayleigh calculées correspondent aux vitesses théoriques attendues dans le cas d'un milieu élastique homogène.

Le caractère homogène et élastique du milieu avait été souligné par Sénéchal *et al.* (2001). Nous confirmons ici ces observations mais à des échelles d'investigation plus grandes que celles mises en jeu par les méthodes sismiques.

#### 2.3.4.2 Sur la méthode MUSIC

Stabilité du back-azimut, bonnes valeurs des vitesses de propagation détectées et le fait que la méthode permet de positionner des zones diffractantes à des endroits non stupides permet de faire confiance à la méthode MUSIC. Ce petit exercice met aussi en évidence une des limitations de la méthode : la détermination de la vitesse est délicate et plus instable que le back-azimut. Ceci a déjà été évoqué sur les tests effectués sur synthétiques et peut conduire à des interprétations erronées (ici nous ne pouvons préciser sur les toutes premières millisecondes du signal si les fortes vitesses apparentes sont dues à un biais d'évaluation et/ou à la détection d'ondes qui se sont réfléchies à l'interface glace/substratum). Aussi l'information vitesse est donc à considérer avec circonspection. Par ailleurs, une analyse préalable des domaines temps-fréquences à analyser permet de focaliser l'étude sur les domaines contenant de l'information utile.

## 2.4 Conclusions méthodologiques

### 2.4.1 Sur le potentiel de MUSIC

Nous avons vu que la méthode MUSIC avait un fort potentiel de par la paramétrisation du problème de propagation (propriétés d'orthogonalité des espaces signal et bruit) et est capable de

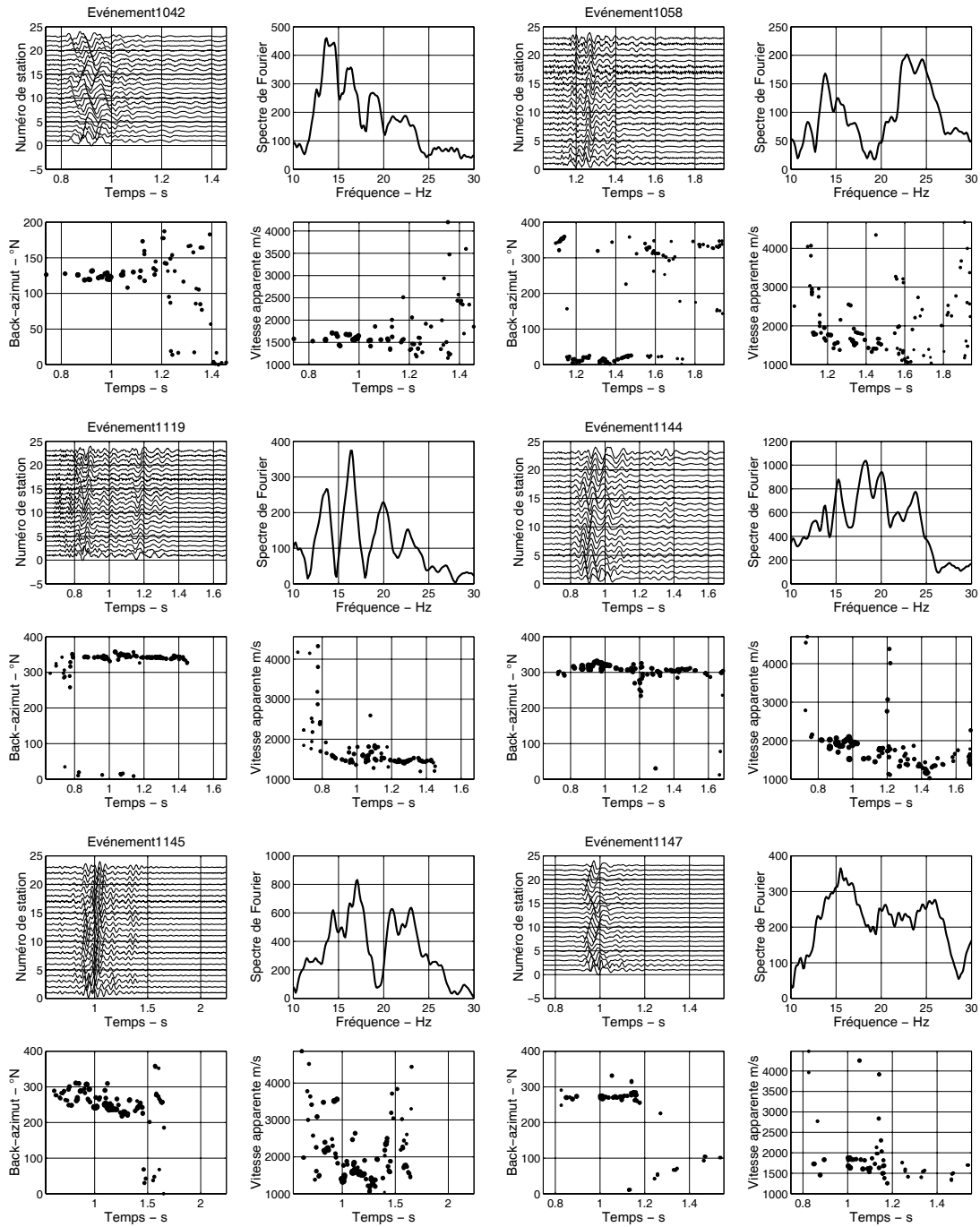
résoudre un bon nombre de situations (ondes simultanées, corrélées, etc.) là où d'autres méthodes échouent (Goldstein et Archuleta, 1987 & 1991). Les points forts de la méthode sont donc sa grande résolution, sa robustesse au niveau de bruit (jusqu'à un rapport signal/bruit de 1 à 2), sa capacité à traiter des réseaux de géométrie quelconque, sa capacité à séparer des arrivées multiples et/ou corrélées. Comme toute méthode, les tests synthétiques "marchent" souvent très bien et le passage aux données réelles s'avère plus délicat. Nous avons eu la chance de disposer d'un jeu de données réelles offrant un bon compromis entre données réelles et données synthétiques. Le traitement d'antenne réalisé alors confirme le potentiel de MUSIC (bien que le cas d'arrivées multiples n'ait pu être observé pour les tremblements de glace).

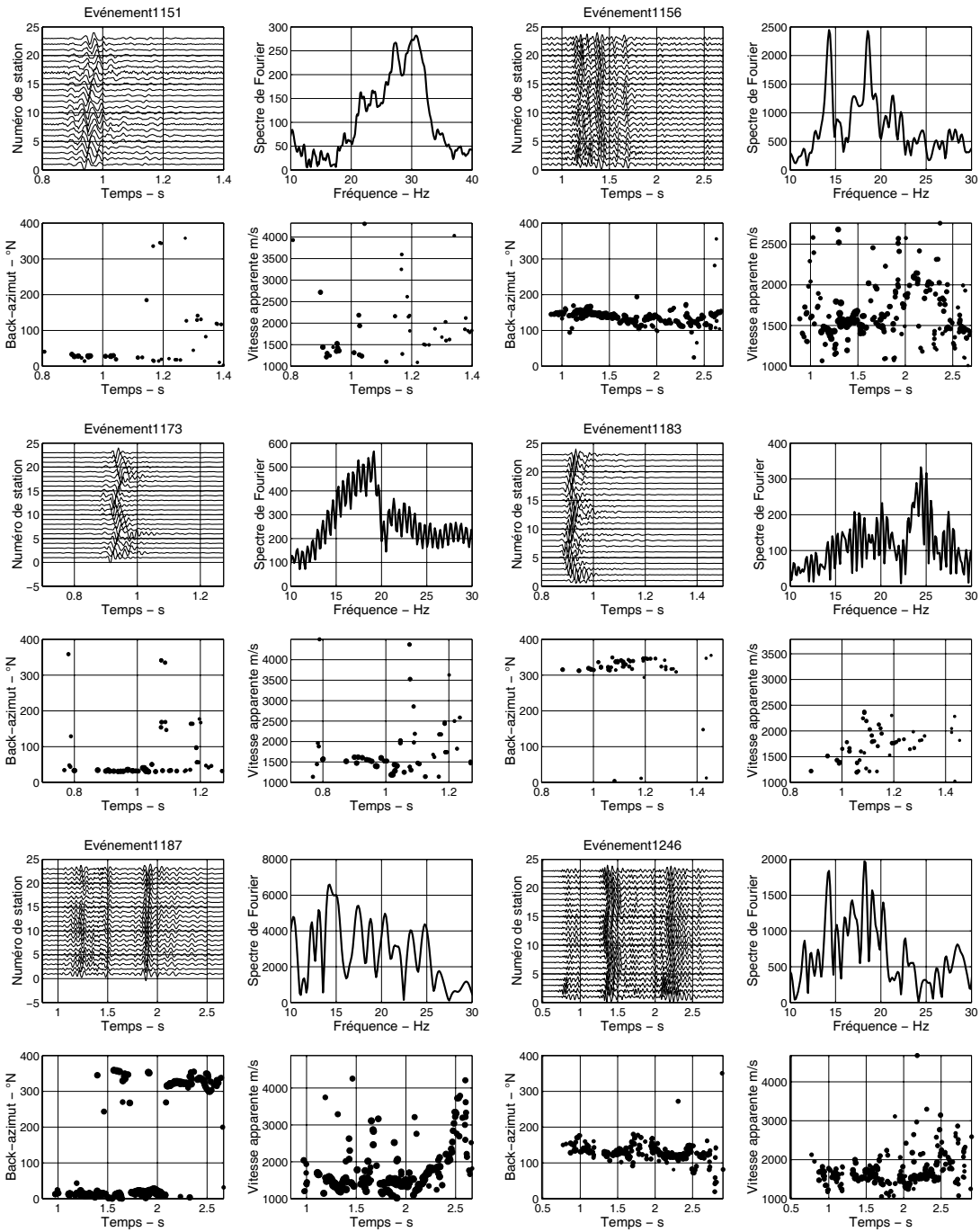
### 2.4.2 Sur les limitations de MUSIC

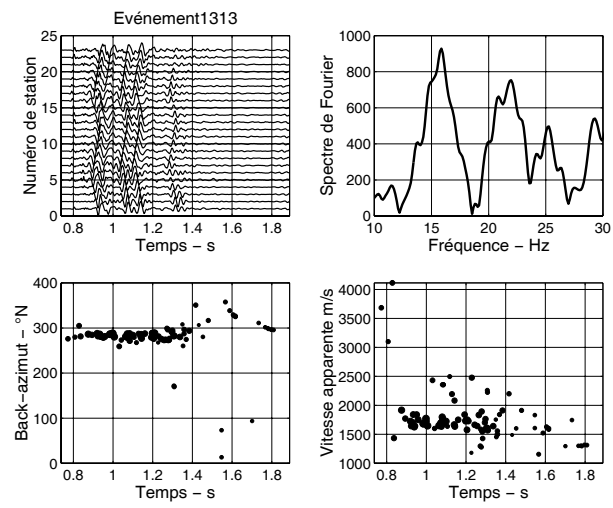
Les principaux points faibles de MUSIC sont :

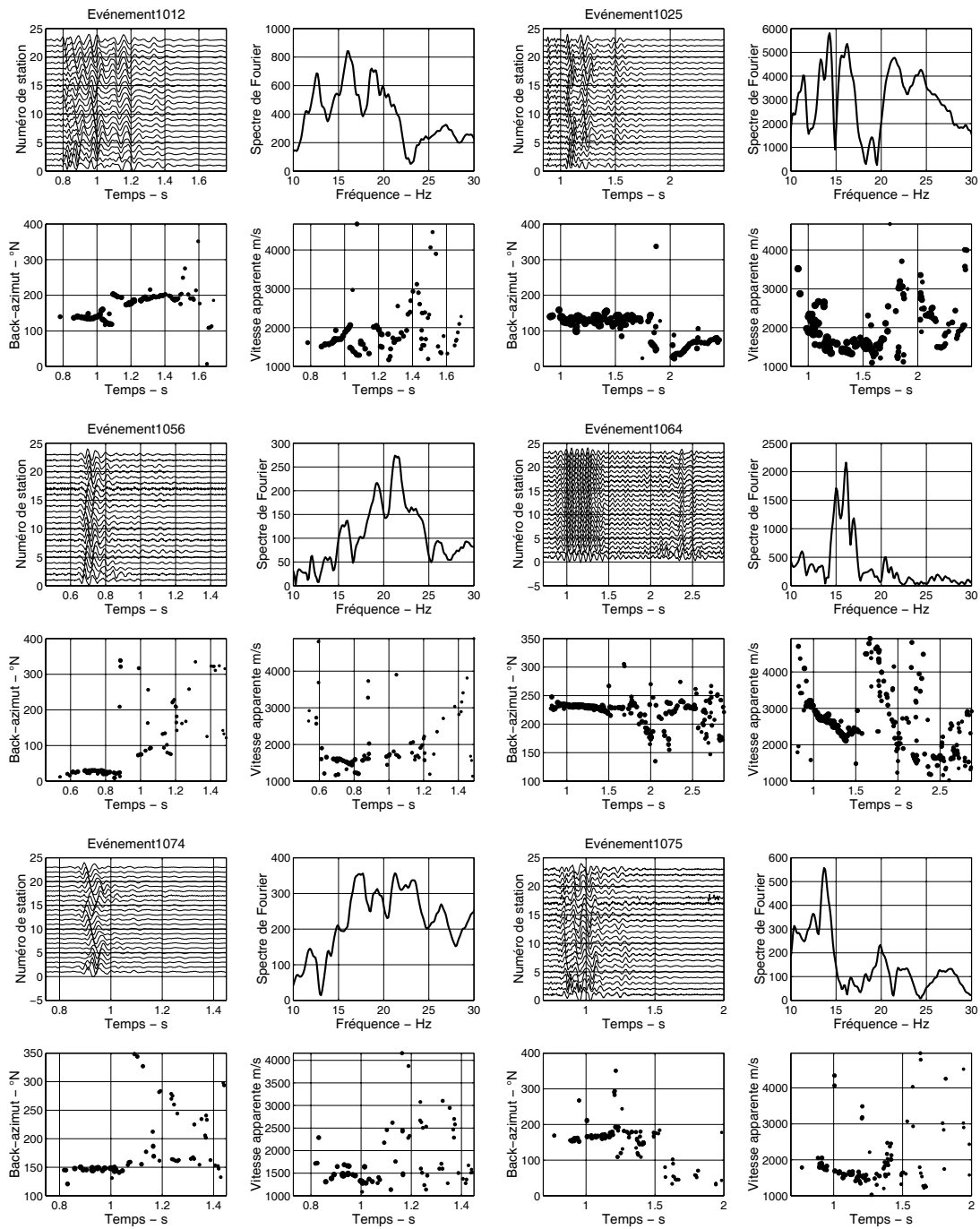
- son principal vice est de modifier ou de créer de l'information : en effet une sous- ou sur-estimation du nombre de sources soit dégrade la résolution soit fait apparaître une onde fictive. Ainsi, le besoin de connaître le nombre de sources préalablement au traitement d'antenne proprement dit est une grande critique que l'on puisse faire à MUSIC ;
- la vitesse apparente est l'estimée la plus instable (sensibilité au niveau de bruit et à la longueur des fenêtres temporelles) ;
- MUSIC résoud mal les ondes corrélées de même vitesse et a tendance dans ce cas à sur-estimer la vitesse des ondes (et parfois à moyenniser les azimuts) à partir du moment où l'analyse est réalisée en dehors du pouvoir de résolution théorique du réseau.

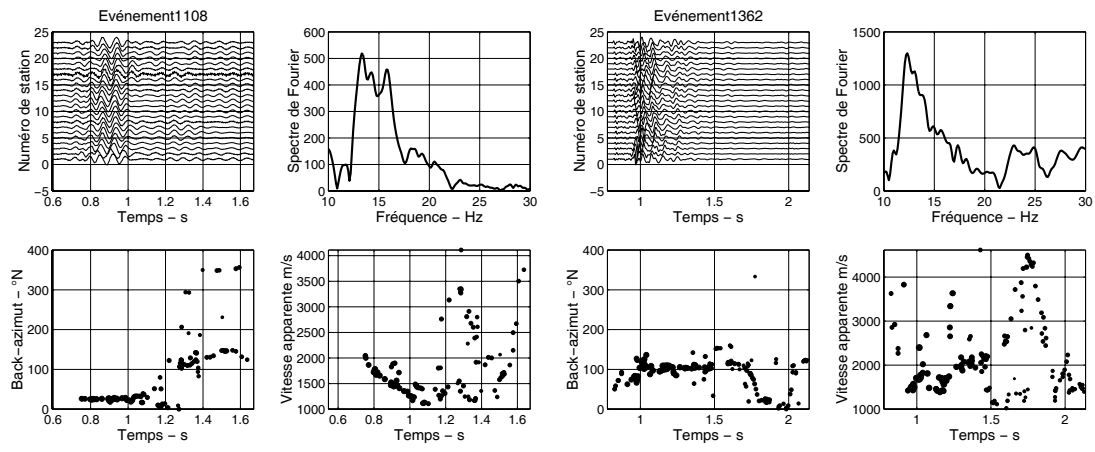
MUSIC est tellement attractif qu'on aurait souvent tendance à oublier son cadre d'application et ses limites. Aussi, il nous semble important de souligner qu'une bonne connaissance du cadre d'application de la méthode et des caractéristiques des champs d'ondes à analyser est un préalable nécessaire à tout traitement MUSIC. Les biais d'évaluation seront alors suffisamment bien cernés (à défaut d'être résolus) pour aider à l'interprétation correcte des données.

2.5 Annexe 1 : Événements “non déviés”<sup>11</sup><sup>11</sup>La grosseur des points est proportionnelle à l'énergie.





2.6 Annexe 2 : Événements “dévies”<sup>12</sup><sup>12</sup>La grosseur des points est proportionnelle à l'énergie.



## 2.7 Annexe 3 : Distribution de Wigner-Ville et réallocation d'énergie

Cette annexe est largement inspirée des écrits de Flandrin (1998, 1999) et Chassande-Mottin (1998). Nous invitons le lecteur à se reporter à ces deux auteurs qui offrent un regard détaillé et critique sur les différentes méthodes temps-fréquence et sur la réallocation. Les représentations temps-fréquence et les réallocations présentées au cours de cette thèse (Chapitres 2 et 5) ont été réalisées à l'aide de programmes matlab développés lors de collaborations entre différents laboratoires du CNRS regroupés au sein des Groupements de Recherche “Traitement du Signal et Images” et “Information, Signal et Images”. Des algorithmes sont disponibles aux adresses suivantes :

<http://www.ens-lyon.fr/PHYSIQUE/Signal/tftb.html>

<http://www-isis.enst.fr/Applications/tftb/iutsn.univ-nantes.fr/auger/tftbftp.html>.

### La représentation temps-fréquence

Les représentations purement fréquentielles par transformée de Fourier offrent une représentation inadaptée dans le cas de signaux dont les propriétés spectrales évoluent au cours du temps (signaux non stationnaires). Une approche plus physique des signaux consiste alors à représenter ceux-ci conjointement en temps et en fréquence. Une des descriptions les plus utilisées en sismologie jusqu'à présent est celle de l'analyse de Fourier sur de courtes fenêtres qui conduit à l'introduction du spectrogramme (module au carré de la transformée de Fourier à court terme). Cependant, le spectrogramme n'offre qu'un mauvais compromis entre résolution temporelle et fréquentielle (principe d'incertitude d'Heisenberg). Afin de pallier cette résolution médiocre, on a cherché à représenter les densités d'énergie non plus uniquement selon les domaines temps ou fréquence mais plutôt à les exprimer conjointement selon les variables temps et fréquences. C'est ainsi qu'on a introduit une multitude de distributions temps-fréquence regroupées au sein de la classe dite *classe de Cohen*<sup>13</sup>. Les distributions d'énergie de cette classe sont des fonctions quadratiques, invariantes par translation en temps et en fréquence. Conservant de plus l'énergie, ces fonctions constituent des outils fort intéressants en sismologie puisqu'elle permettent de suivre précisément l'évolution en temps et en fréquence d'une grandeur physique. Un problème majeur tient cependant à la nature bilinéaire de ces distributions qui provoque des interférences dans le cas où des signaux de contenu fréquentiel distinct sont présents dans la même fenêtre temporelle. Un lissage de la distribution dans les domaines temps et fréquences permet de réduire ces interférences mais au prix de l'étalement des composantes du signal. L'utilisation à ce stade de méthodes dites de réallocation permet de refocaliser les valeurs de la distribution lissée. Ces

---

<sup>13</sup>L'autre grande classe de solutions permettant de représenter un signal conjointement dans les domaines temps et fréquence est la *classe affine* que nous n'évoquerons pas ici.



méthodes de réallocation ont été introduites dans les années 1970 par Kodera *et al.* (1976) et revisitée plus récemment notamment par Auger et Flandrin (1995) et Chassande-Mottin (1998).

### Le pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé

Au contraire des représentations linéaires classiques temps-fréquence qui décomposent le signal en composantes élémentaires, la spécificité des distributions d'énergie est de distribuer l'énergie du signal en fonction du temps et de la fréquence. L'énergie peut ainsi s'exprimer de manière conjointe en temps et en fréquence de la façon suivante :

$$E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_x(t, f) dt df$$

avec  $\rho_x(t, f)$ , la densité d'énergie,  $t$ , le temps et  $f$ , la fréquence.

La densité d'énergie doit vérifier les propriétés marginales suivantes :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_x(t, f) dt = |X(f)|^2$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_x(t, f) df = |x(t)|^2$$

avec  $x(t)$ , le signal en temps et  $X(f)$ , sa transformée de Fourier. Ces propriétés expriment simplement que l'intégration de la densité d'énergie selon une variable (le temps ou la fréquence) donne l'énergie de densité correspondant à l'autre variable.

Parmi les nombreuses expressions de la densité d'énergie vérifiant les relations précédentes, la distribution de Wigner-Ville (WVD) est définie comme :

$$W_x(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2) e^{2\pi i f \tau} d\tau$$

où  $\star$  signifie le conjugué. Les nombreuses caractéristiques de cette distribution sont explicitées dans Flandrin (1998). Notons ici qu'elle est à valeurs réelles, conserve l'énergie et satisfait les propriétés marginales. Cependant la nature bilinéaire de cette distribution provoque l'apparition d'interférences comme indiquées sur la Figure 2.34 c qui altèrent l'interprétation de l'image temps-fréquence. En effet, supposons deux signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  présents dans la même fenêtre temporelle. La représentation de Wigner-Ville se décompose ainsi :

$$W_{x+y}(t, f) = W_x(t, f) + W_y(t, f) + \underbrace{2 \operatorname{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} x(t + \tau/2) y^*(t - \tau/2) e^{2\pi i f \tau} d\tau \right]}_{\text{interferences}}$$

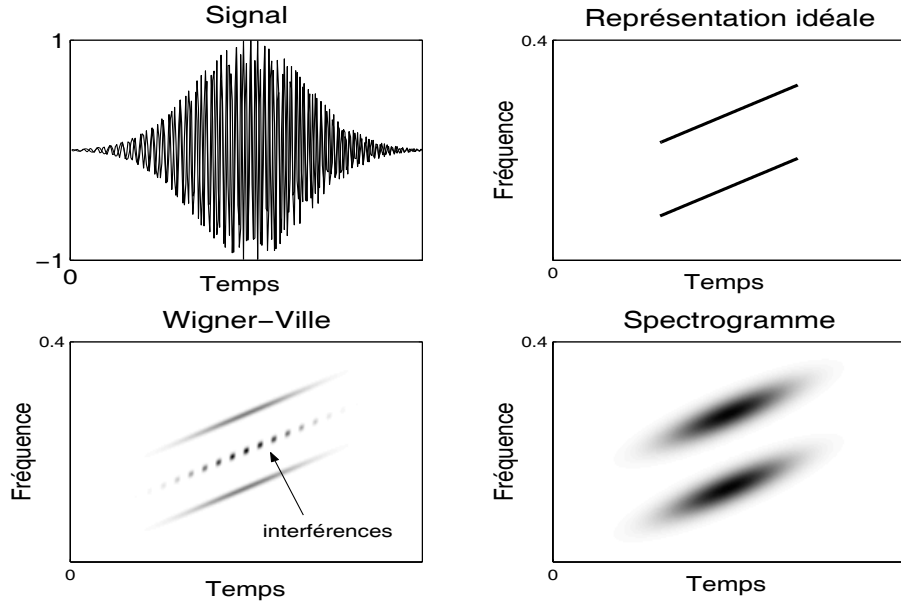


FIG. 2.34 – a) Superposition de deux signaux en temps de contenu fréquentiel distinct, b) Représentation idéale temps-fréquence, c) Distribution de Wigner-Ville exhibant des termes d'interférences, d) Spectrogramme.

Un lissage fréquentiel (passe-bas) permet d'atténuer ces interférences et conduit à définir la pseudo-distribution de Wigner-Ville (PWVD) :

$$PW_x(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(\tau/2)|^2 x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2) e^{2\pi i f t} d\tau$$

avec  $h(\tau/2)$ , une fenêtre à court terme. De même, il est possible d'intégrer à l'expression précédente une fenêtre de lissage temporel  $g$  conduisant au pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé (PWVL) :

$$PWL_x(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(\tau/2)|^2 \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} g(u - t) x(u + \tau/2) x^*(u - \tau/2) du \right] e^{2\pi i f t} d\tau$$

Cette dernière distribution conduit en fait mathématiquement à l'expression du spectrogramme à ceci près que les lissages temporels et fréquentiels de la distribution de Wigner-Ville peuvent être réglés indépendamment contrairement au spectrogramme où une seule fenêtre de lissage respectant l'inégalité de Heisenberg-Gabor peut être utilisée. Il devient par là-même évident que la résolution en temps-fréquence après lissage s'en trouve dégradée comme indiqué sur la Figure 2.34 d). Par ailleurs, les propriétés marginales des distributions sont perdues après lissage.

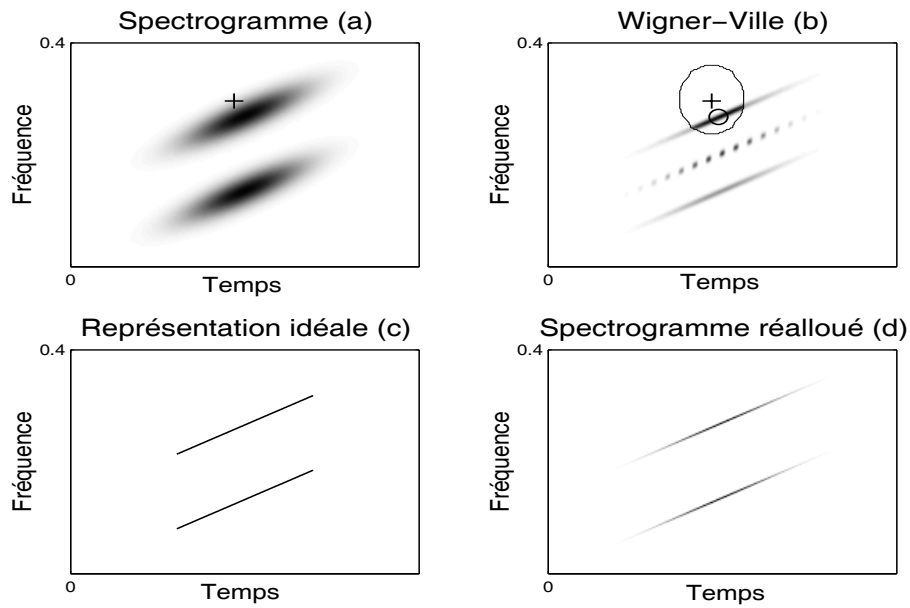


FIG. 2.35 – a) Spectrogramme : la valeur du spectrogramme au point + est obtenue par la moyenne des valeurs de la distribution de Wigner-Ville contenue dans l'ellipse représentée en b) - l'ellipse représente l'ampleur de la dégradation de la résolution suite au lissage de la distribution de Wigner-Ville - ; b) Distribution de Wigner-Ville : la réallocation consiste à déplacer le point + au point o, centre de gravité de la distribution ; c) Représentation temps-fréquence idéale ; d) Spectrogramme réalloué. (D'après Chassande-Mottin, 1998)

### Principe de la réallocation du spectrogramme

Une façon de dépasser le compromis entre niveau des interférences et résolution conjointe est de recourir à la technique de "réallocation". Cette dernière consiste à déplacer la valeur d'une représentation temps-fréquence du point où elle a été calculée  $(t, f)$  sur le spectrogramme vers le centre de gravité local  $(\hat{t}, \hat{f})$  de la distribution de Wigner-Ville. Il en résulte une concentration des distributions d'énergie dans le plan temps-fréquence et l'effet du lissage précédemment évoqué est ainsi compensée. Le principe de réallocation opéré sur les signaux de la Figure 2.34 est explicitée sur la Figure 2.35.



## Chapitre 3

# Contribution de l'analyse de réseau à la compréhension des effets de site multidimensionnel. Cas de Grenoble.

---

*Dans ce chapitre, nous avons réalisé un traitement d'antenne sur des séismes modérés enregistrés par un réseau dense de capteurs sismologiques disposé dans l'agglomération. Après quelques généralités sur les effets de site et leur méthode d'évaluation, nous présentons les effets de site observés à Grenoble. Les caractéristiques géométrique et mécanique principales du remplissage alluvial, détaillées par ailleurs dans le chapitre 4, sont ensuite évoqués. Le traitement d'antenne est réalisé en mettant l'accent d'une part sur la méthodologie employée et d'autre part sur les caractéristiques des ondes sismiques piégées dans le bassin (origine, nature et énergie). Enfin, nous concluons ce chapitre par une comparaison des différents effets de site pouvant affecter l'agglomération grenobloise.*

*La localisation géographique des différents lieux évoqués dans ce chapitre (le réseau et Grand Place Echirolles) est précisée sur la carte de l'agglomération grenobloise figurant en Annexe 1 de ce manuscrit. Les stations du réseau ("grand" réseau) reportées sur une carte agrandie de l'agglomération figurent également en Annexe 2 de ce mémoire.*

### 3.1 Les effets de site dans le bassin grenoblois

#### 3.1.1 Introduction sur les effets de site et leur évaluation

Lorsqu'un séisme se produit, l'énergie libérée par la source se propage sous forme d'ondes sismiques à travers les différents milieux composant la structure terrestre jusqu'à la surface. On distingue généralement trois grandes classes d'effets affectant les amplitudes et contenus fréquentiels des ondes : l'effet de source lié à la taille, la géométrie et le mode de rupture de la faille ; l'effet de propagation depuis la source jusqu'en surface ; et l'effet de site propre à décrire les modifications du mouvement du sol par les structures proche de la surface (Figure 3.1). Les effets de site peuvent considérablement modifier (et sur de courtes distances) le mouvement du sol. Le séisme de Michoacan en 1985 (Mexique) en offre l'un des exemples les plus impressionnants de par les nombreux dégâts subis par la ville alors que l'épicentre du séisme était localisé à quelque 200 kilomètres de Mexico. Depuis, les tremblements de terre de Loma Prieta (1987), de Northridge (1994), de Kobe (1995), et d'Izmit (1999) n'ont fait que confirmer l'importance de ces effets et la nécessité de les prendre en compte à toute étude d'aléa sismique.

Le terme effet de site englobe tous les effets qui, au voisinage du site considéré, viennent perturber le mouvement du sol. Sont ainsi évoqués les effets provoqués par la topographie (Géli *et al.*, 1988 ; Pedersen *et al.*, 1994), les effets dus à des phénomènes de résonance dans les couches sédimentaires (Bard et Bouchon, 1985), les effets induits par la structure bi- ou tri-dimensionnelle du site (Frankel *et al.*, 1991 ; Graves, 1993 ; Phillips, 1993 ; Gao *et al.*, 1996 ; Pitarka *et al.*, 1998), les effets provoqués par le comportement non-linéaire du sol (Field *et al.*, 1997), les effets d'interaction site-ville (Guéguen, 2000).

Dans le cas des bassins sédimentaires, le tout premier effet généralement évoqué est l'amplification du mouvement du sol due à des phénomènes de réverbérations verticales du champ d'ondes incident dans des milieux peu consolidés (Figure 3.1, cas 1D). Ces réverbérations (ou résonances 1D) trouvent leur origine dans le contraste d'impédance (vitesse X densité) existant entre un milieu compétent (en général le substratum rocheux) et un milieu plus mou (un remplissage sédimentaire par exemple) qui fait que les ondes se trouvent piégées dans le milieu le moins compétent. Dans le cas d'un champ d'ondes S verticalement incident, cette résonance a lieu aux fréquences  $f_n$  propres ( $n = 0$ ) et harmoniques de la couche de sol considérée (caractérisée par une vitesse sismique  $\beta$  et une épaisseur  $H$ ) :

$$f_n = (2n + 1) \frac{\beta}{4H} \quad (3.1)$$

Ainsi, si l'on fait l'hypothèse uniquement de phénomènes de résonance 1D, l'estimation au premier ordre de l'amplification du mouvement du sol peut être évaluée en calculant la **fonction de transfert 1D** en onde S verticalement incidente, qui fournit, comme son nom l'indique, la

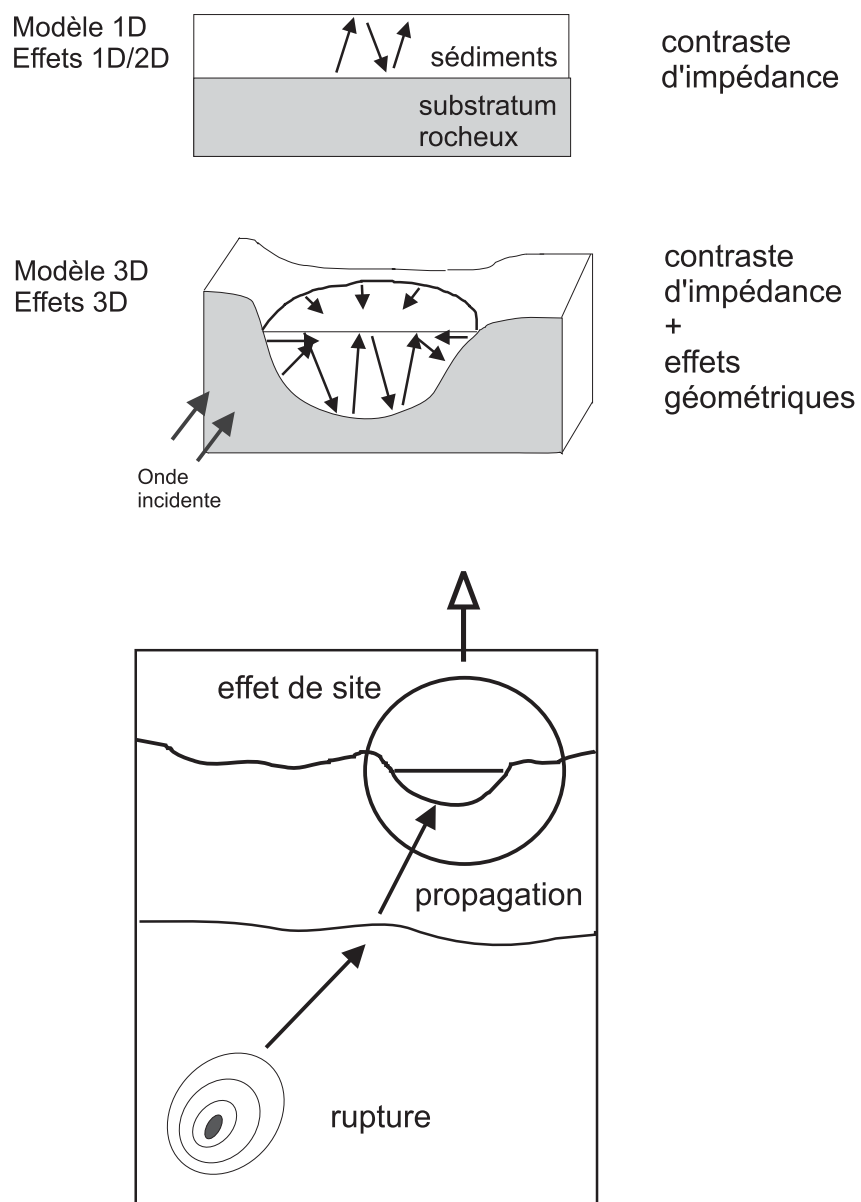


FIG. 3.1 – Effets de source, de propagation et de site mis en jeu au cours d'un séisme.

fonction de transfert entre la base du remplissage sédimentaire et la surface. C'est dans un souci de caractérisation de la fonction de transfert d'un site, et par analogie avec le cas 1D sus-mentionné, qu'ont été menées les premières investigations de l'évaluation des phénomènes d'amplification du mouvement du sol. Borchardt (1970) proposa ainsi la méthode des **rapports spectraux classiques**. Cette méthode consiste à faire le rapport spectral entre une composante de Fourier enregistrée sur le site (sédiments) et la composante de Fourier correspondante enregistrée sur rocher (site de référence), moyennant l'hypothèse que seul l'effet de site diffère des enregistrements sur rocher et sur site. Cette méthode repose sur des hypothèses bien définies et unanimement acceptées (Field et Jacob, 1995) mais les contraintes importantes imposées par cette méthode (disposer d'une station de référence proche du site non sujette à des effets de site locaux par exemple) se sont traduites par l'apparition de deux grandes autres techniques<sup>1</sup> d'évaluation de l'amplification :

- la **méthode des fonctions récepteurs** (Langston, 1979) qui consiste à faire le rapport spectral entre une composante de Fourier enregistrée par une composante horizontale sur le site et la composante de Fourier enregistrée par sa composante verticale. Cette méthode est basée sur l'hypothèse (loin d'être vérifiée) que la composante verticale du mouvement du sol n'est pas amplifiée à la fréquence de résonance du site ;
- la **méthode H/V bruit de fond** (Nakamura, 1996) n'est autre que la méthode des fonctions récepteurs adaptée à des enregistrements de bruit de fond sismique.

Ces méthodes d'évaluation sont censées fournir les fréquences amplifiées et leur niveau d'amplification. Contrairement au cas théorique de la fonction de transfert 1D, seule la fréquence fondamentale est observée. Dans les cas (rares) où deux fréquences amplifiées apparaissent, les auteurs corrélaient l'amplification observée à plus haute fréquence à des phénomènes de résonance dans les couches les plus superficielles (Lebrun, 1997 ; Guéguen *et al.*, 2000). Par ailleurs, la plupart des auteurs s'accordent en général sur la bonne concordance des fréquences amplifiées évaluées par ces trois techniques mais beaucoup moins sur les amplifications, les méthodes des fonctions récepteurs et H/V sur bruit de fond sous-estimant généralement le niveau d'amplification donné par la méthode des rapports spectraux (Field et Jacob, 1995 ; Bard *et al.*, 1997).

Outre les incertitudes sur les niveaux réels d'amplification, ces estimations ont l'inconvénient de par leur formulation en fréquence de perdre toute l'information sur la phase des signaux et donc ne traduisent pas la variabilité spatiale du mouvement du sol. Par ailleurs, et parce qu'implicitement elles font référence au cas d'amplification 1D, ces techniques (H/V et fonctions récepteurs) ne permettent pas de rendre compte - du moins explicitement - des effets de site multidimensionnels. Ces effets sont dus entre autres à des interférences constructives d'ondes incidentes sur les bords de bassin se traduisant par la génération d'ondes de surface, qui à

---

<sup>1</sup>Nous invitons le lecteur à se reporter aux écrits de Field et Jacob (1995), de Lebrun (1997) et de Riepl (1997) pour des informations supplémentaires sur le calcul et l'interprétation de ces rapports spectraux.



leur tour se trouvent piégées dans le remplissage sédimentaire (Figure 3.1, effets 3D). Ces ondes contribuent à amplifier encore plus le mouvement du sol comparé au cas 1D et sont généralement évoquées pour expliquer les importants dommages observés près des bords de vallées (Kawase et Aki, 1989 ; Yuan *et al.*, 1992 ; Kawase *et al.*, 1996). Outre les ondes de surface localement générées aux bords de bassin, l'irrégularité de la géométrie du milieu sous-jacent peut contribuer à des effets de focalisation d'énergie à certains endroits du site (Gao *et al.*, 1996). Malgré l'importance reconnue de ces effets multidimensionnels, ils ne sont bien souvent pas pris en compte dans l'évaluation des effets de site. Ceci ne tient pas tant à la complexité de la physique mise en jeu mais plutôt à savoir comment évaluer ces effets multidimensionnels ; et ce n'est que très récemment que la problématique d'incorporer explicitement les effets multidimensionnels dans les évaluations d'aléa sismique et des codes parasismiques est apparue dans la littérature (Field, 1996 ; Chavez-Garcia *et al.*, 1999 ; Chavez-Garcia et Faccioli, 2000).

### 3.1.2 Nature du remplissage sédimentaire et mise en évidence de la structure 3D du bassin

Les vallées du Drac, de l'Isère et du Grésivaudan ont été façonnées durant les dernières glaciations du Riss et du Würm. Le comblement de ces vallées est donc essentiellement composé de sédiments glaciaires et par des sédiments et alluvions lacustres déposés dans les lacs s'étant formés au niveau de Grenoble lors des glaciations successives. Ces vallées sont bordées par les massifs de Belledonne, de la Chartreuse et du Vercors. Notons que le massif de Belledonne est bordé d'un réseau de failles actives parallèle à l'axe du Massif (<http://www.lgit.obs.ujf-grenoble.fr> ; page "Observations").

La structure 3D du bassin grenoblois a été mise en évidence de façon quantitative seulement très récemment. Parmi les méthodes d'imagerie mises en oeuvre, les prospections gravimétriques de Vallon (1999) et le microzonage<sup>2</sup> de Lebrun (1997) ont permis de fournir une image globale de la structure en profondeur du bassin. Les investigations sismiques ont, elles, contribué à préciser en certains points les profondeurs de substratum, permettant ainsi de caler les observables gravimétriques et de microzonage. Comme nous évoquerons en détail les investigations sismiques opérées dans le bassin grenoblois dans le chapitre suivant, nous ne parlerons ici que des apports de la gravimétrie et du microzonage.

Vallon (1999), suite à 10 années de mesures gravimétriques mettant en oeuvre 419 points de mesure répartis sur l'agglomération grenobloise et les reliefs environnant des massifs de la Chartreuse et de Belledonne, et ce, à raison d'une densité de 4.7 points/km<sup>2</sup> dans le bassin et 0.6 points/km<sup>2</sup> sur les topographies, réalisa la carte des isopaques des sédiments quaternaires

---

<sup>2</sup>Le microzonage a consisté à calculer les rapports H/V (Nakamura, 1996) sur du bruit de fond. En faisant l'hypothèse d'une vitesse d'ondes S moyenne, il est alors possible via la relation (3.1) de retrouver la profondeur supposée du contact entre milieu mou et milieu plus rigide.

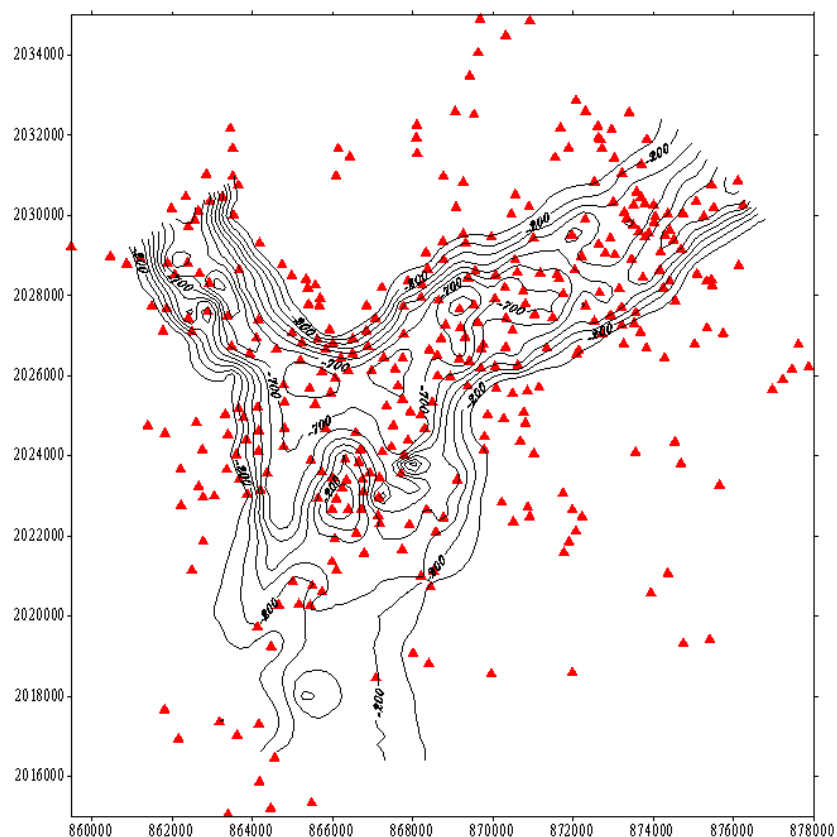


FIG. 3.2 – Isopaques des sédiments quaternaires et localisation des points de mesure. *D'après Vallon (1999)*

présentée sur la Figure 3.2. Cette carte montre en premier lieu des profondeurs atteignant 800 m au centre du bassin et souligne des bords de bassin abrupts. Elle souligne également une grande variabilité latérale de l'interface sédiments/substratum et, une remontée du substratum dans la partie sud de la ville à l'aplomb de l'actuel centre commercial de Grand Place à Echirolles. Cette remontée pourrait correspondre au raccord des surfaces de chevauchement du Moucherotte et du Bajocien des collines bordières suggéré par Barféty et Gidon (1996).

Lebrun (1997) mesura à l'aide des rapports H/V sur bruit de fond la fréquence de résonance du bassin. Les positions des points mesurés sont indiquées sur la Figure 3.3. Considérant une vitesse moyenne en ondes S de 700 m/s (nous verrons au chapitre suivant que cette valeur est proche de la vitesse moyenne d'environ 600 m/s estimée par prospection sismique), il estima les profondeurs correspondantes (Figure 3.4). Notons également qu'en certains points de l'agglomération, Lebrun (1997) releva un deuxième pic sur les rapports H/V autour de 3 Hz qu'il attribua à un phénomène de résonance très superficiel dans des couches peu épaisses.

Les cartes en profondeur obtenues par Lebrun (1997) et Vallon (1999) sont en bon accord et

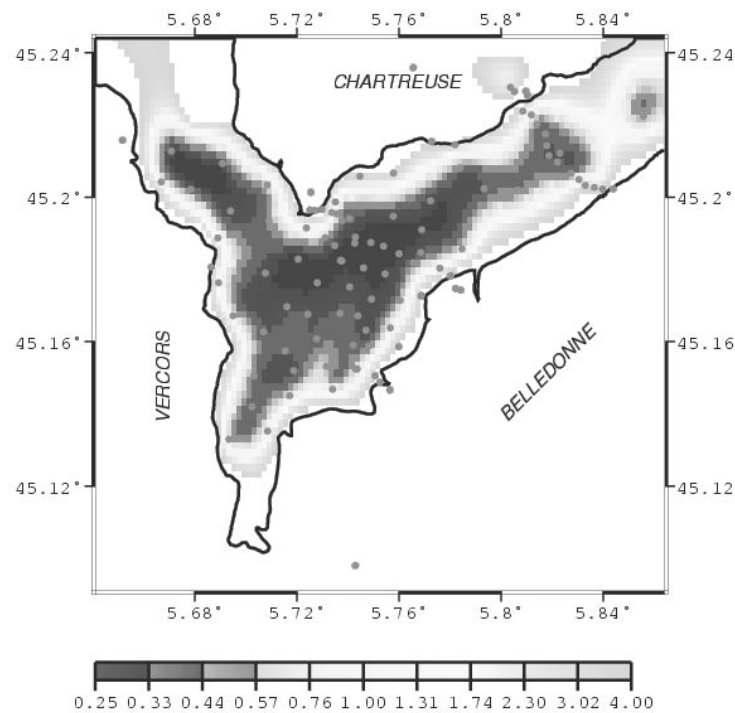


FIG. 3.3 – Carte des points de mesure de l'étude de microzonage et des fréquences de résonance observées sur les rapports H/V. Les étoiles et carrés indiquent les points de mesure. *D'après Lebrun (1997)*

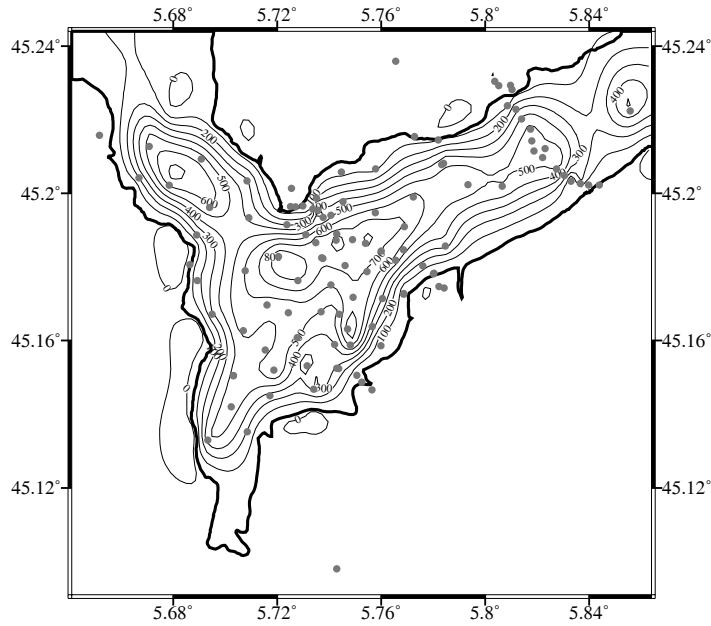


FIG. 3.4 – Carte des profondeurs calculées à partir des résultats de l'expérience de microzonage. L'espacement des courbes de niveau est de 100 m. *D'après Lebrun (1997)*

confirment d'une part la forte épaisseur du remplissage et sa variabilité latérale importante. Ces deux caractéristiques sont confirmées par les levés sismiques réalisés depuis 1995 et, du moins pour la profondeur du substratum, par le forage réalisé sur le site de Montbonnot qui atteint le substratum à 534 m de profondeur (voir chapitre suivant).

### 3.1.3 Mise en évidence des effets de site (Lebrun, 1997)

Les travaux conduits par Lebrun (1997 et 2001) ainsi que les observations des signaux enregistrés par le Réseau Accélérométrique Permanent (RAP, <http://www-rap.obs.ujf-grenoble.fr>) sur le site de Grenoble ont souligné des effets de site très importants : allongement considérable de la durée des signaux sismiques et amplification du mouvement du sol sur une large gamme de fréquences (de 0.3 à 5 Hz). La simple visualisation sur la Figure 3.5 des signaux enregistrés suite au séisme de magnitude locale 2.2 du 4 septembre 1995 par un réseau mobile (Lebrun, 1997) montrent sans équivoque l'importance de ces effets dans l'agglomération grenobloise. Lebrun (1997) a aussi calculé différents rapports spectraux. Nous reproduisons sur la Figure 3.6, les amplifications obtenues en quatre points (localisés sur la Figure 3.5 à l'exception de la station ESTI localisée sur la commune de St Martin d'Hères<sup>3</sup> à environ 1 km à l'est de la station HATZ)

<sup>3</sup>Nous avons installé lors de notre expérience sur séismes une station au même endroit que la station ESTI de Lebrun (1997). La localisation sur une carte de Grenoble de cette station que nous avons également nommée ESTI figure en annexe 2 de ce mémoire.

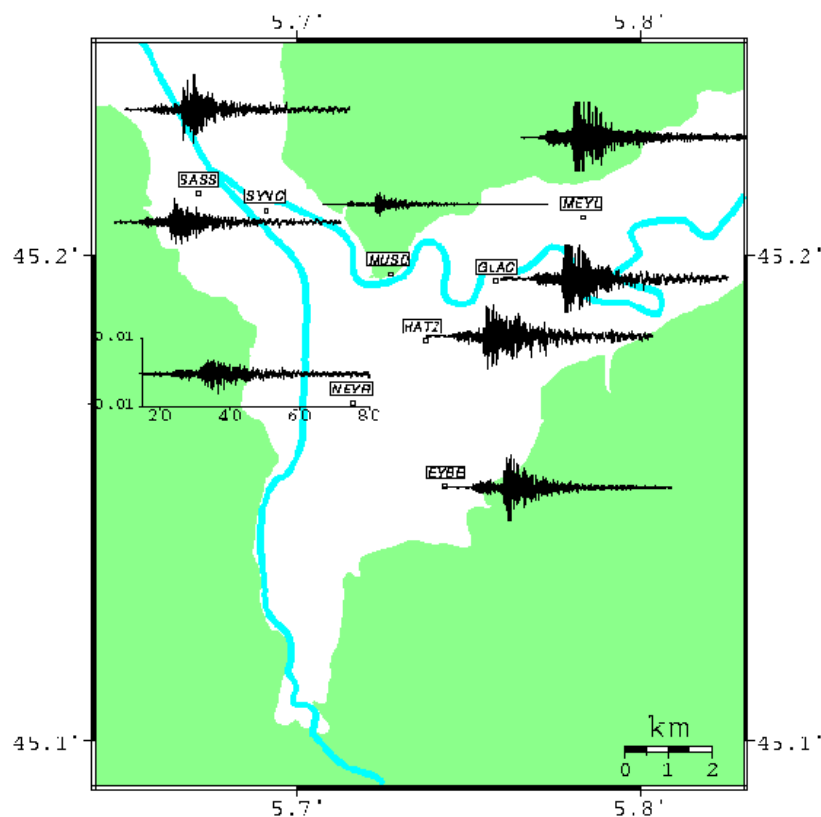


FIG. 3.5 – Effets de site à Grenoble : séisme de Chambéry du 4 septembre 1995 (magnitude locale 2.2, distance épacentrale 50 km, composante EW). D'après *Lebrun (1997)*.

de l'agglomération Grenobloise. Tous les rapports spectraux exhibent un pic à la fréquence de 0.3 Hz qui correspond à la fréquence de résonance fondamentale du bassin. Les rapports évalués aux stations HATZ, GLAC et ESTI exhibent un second pic à la fréquence d'environ 3 Hz que nous avons précédemment mentionné. La particularité saisissante de ces rapports est le niveau quasi-plat d'amplification observé sur les rapports spectraux classiques pour une gamme de fréquences allant de 0.2 à 5 Hz. Une telle forme d'amplification n'a pas été observée à notre connaissance dans d'autres sites, à l'exception peut-être du bassin sédimentaire de Volvi (*Riepl et al., 1998*). Le bassin grenoblois étant représentatif des vallées alpines, cette particularité est à considérer avec sérieux car la bande de fréquences amplifiée englobe les fréquences propres de la plupart des bâtiments de Grenoble (*Farsi, 1996*) qui sont, eux mêmes, représentatifs du type d'habitat rencontré dans d'autres vallées alpines industrialisées. Ce niveau plat ne pouvant en aucun cas être expliqué par des effets d'amplification 1D des couches du remplissage sédimentaire, *Lebrun (1997)* évoqua alors l'hypothèse de la possible contamination des effets 1D par des effets 2D/3D traduisant la propagation d'ondes latérales générées aux bords de bassin.

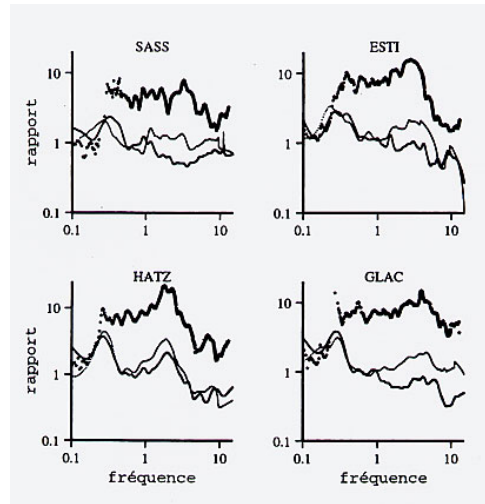


FIG. 3.6 – Séisme de la combe de Lancey du 8 septembre 1995 (magnitude locale 3.0, distance épacentrale 15km, composante EW). Comparaison des rapports spectraux classiques (trait plein), des fonctions récepteurs (points fins) et des rapports H/V Nakamura (trait fin). *D'après Lebrun (1997).*

### 3.1.4 Comment voir les effets multidimensionnels (2D/3D) ?

La plupart des observations directes d'ondes de surface (ondes de Love et de Rayleigh) générées sur les bords de bassin par conversion d'ondes de volume sont relatifs à des bassins sédimentaires larges à très larges (quelques dizaines de km). Les temps de propagation des ondes de surface générées sont longs et il est possible de les observer directement sur les arrivées tardives des sismogrammes (Frankel *et al.*, 1991 ; Kinoshita *et al.*, 1992 ; Phillips, 1993). Lorsque les bassins sont de taille plus réduite, les temps de propagation deviennent plus courts : les ondes S du séisme et les ondes de surface localement générées se trouvent alors mélangées. Dans ces scénarios, il devient ardu d'isoler des trains d'ondes de surface. De telles ondes ont été de fait rarement directement observées dans des structures sédimentaires de taille petite à moyenne (typiquement de quelques centaines de mètres à 4-5 km). Ce fut le cas dans le bassin de Volvi près de Thessalonique par Riepl (1997), dans la vallée de Caille par Gaffet *et al.* (1998), dans le bassin de Colfiorito par Caserta *et al.* (1998) et dans le bassin de Parkway par Chavez-Garcia *et al.* (1999). Par contre les ondes de surface sont plus souvent mises en avant pour expliquer l'inadaptabilité des modèles 1D à prédire les amplifications observées. Ainsi, Liu *et al.* (1992) et Graves (1993) évoquèrent des effets de propagation d'ondes latérales pour expliquer les amplifications observées dans la quartier de la Marina à San Francisco. De même, Jongmans and Campillo (1993) et Lebrun (1997) évoquèrent de tels effets pour les vallées de l'Ubaye (Alpes françaises) et de Grenoble.

Dans le cas de bassins de faible extension où les différents trains d'ondes sont mélangés, l'acquisition des sismogrammes à l'aide d'un réseau dense de capteurs offre l'opportunité, après

traitement d'antenne, d'identifier et de caractériser les trains d'ondes (vitesse, azimuth) se propageant à travers un réseau de capteurs. C'est ainsi que Gaffet *et al.* (1998), Caserta *et al.* (1998) et Chavez-Garcia *et al.* (1999) ont pu identifier des ondes de surface localement générées.

C'est dans la perspective première d'identification et de caractérisation des ondes diffractées qu'a été réalisée l'expérience sismologique du printemps 1999 au cours de laquelle 29 stations sismologiques 3-composantes furent disposées dans l'agglomération. Les principales difficultés que nous avons rencontrées alors tiennent essentiellement 1) au contexte urbain du site et à la faible sismicité alentour se traduisant notamment par un faible rapport signal sur bruit et 2) à la complexité des sismogrammes. Aussi, et parce que nous ne souhaitions pas uniquement nous limiter à la simple identification de quelques trains d'ondes diffractés, il nous a fallu dans un premier temps élaborer une stratégie d'application du traitement d'antenne répondant au mieux aux contraintes du site et permettant une analyse de toute la durée des sismogrammes. Une fois cette stratégie mise en place, les trains d'ondes diffractés ont pu être identifiés et caractérisés; et l'énergie véhiculée par le champ d'ondes diffracté a pu être évaluée. Enfin, nous avons abordé la problématique de la pertinence de l'évaluation des rapports spectraux (rapports spectraux classiques, rapports H/V, fonctions récepteurs) dans la prise en compte des effets de site multidimensionnels.

## 3.2 Analyse de réseau sur séismes : méthode

Contribution of dense array analysis to the identification and quantification of  
basin-edge induced waves. Part I : Methodology

C. Cornou, P.-Y. Bard, M. Dietrich

*soumis au Bull. Seism. Soc. Am.*

### 3.2.1 Résumé

Les séismes récents ont montré que les ondes de surface générées localement sur les bords de bassin contribuaient largement aux dommages observés. Ces ondes de surfaces sont le plus souvent observées dans des vallées très larges. Dans ce type de vallée en effet, le temps mis par ces ondes basses fréquences pour se propager d'un bord à l'autre de la vallée est de l'ordre de quelques dizaines de secondes. Il devient par conséquent facile de les identifier directement sur les sismogrammes. Pour des structures de taille plus réduites, les temps de parcours sont plus petits et donc les ondes sont mélangées. Dans ce cas, des analyses de réseau sont généralement requises pour identifier les différents trains d'ondes composant le signal. Située dans un bassin sédimentaire profond, l'agglomération grenobloise est sujette à d'importants effets de site caractérisés par une amplification du mouvement du sol et de sa durée conséquente même pour des séismes modérés. Afin d'identifier et de quantifier les effets de site multidimensionnels dans le bassin grenoblois, un

réseau dense de capteurs sismologiques d'ouverture 1 km et composé de 29 capteurs sismologiques 3 composantes fut installé dans l'agglomération durant 4 mois au cours du printemps 1999. Ce réseau enregistra 18 séismes (6 séismes locaux, 4 régionaux et 8 télé-séismes) ayant un rapport signal sur bruit respectable. La complexité du champ d'ondes ainsi que les contraintes inhérentes au site d'étude (bruit coloré/corrélé et faible rapport signal/bruit) nous a amené à expliciter une méthode d'investigation du champ d'ondes basée sur un traitement d'antenne de type MUSIC (MUltiple Signal Classification) et sur la cohérence temps-fréquence des formes d'ondes afin de pouvoir, dans un premier temps, identifier les différents trains d'ondes se propageant à travers le réseau. Puis, l'utilisation de certaines propriétés de la matrice de covariance analytique du signal a permis de préciser la nature et l'énergie véhiculée par le champ d'ondes diffracté. La sensibilité du traitement d'antenne MUSIC aux contraintes inhérentes au site a été détaillée. Les simulations ont montré d'une part la bonne capacité du traitement à résoudre à la fois des ondes multiples, des ondes non-stationnaires et des ondes corrélées et, d'autre part, à estimer l'énergie et la polarisation. Cependant, la vitesse semble être un paramètre plus instable que l'azimut et le rapport signal sur bruit peut détériorer les performances du traitement. Aussi, une approche statistique des estimées (vitesse, azimut, etc) est suggérée de façon à fiabiliser l'analyse.

### 3.2.2 Abstract

Recent earthquakes showed that edge-generated surface waves can significantly contribute to increase damages. Most observations of edge-generated surface waves are concerning long period surface waves propagating in large-size valleys. Since travel times of such waves between valley edges can reach several seconds, they are quite easy to isolate. In small size structures, reverberating wave trains are mixed and very dense array analysis is required for the identification of diffracted wave trains. Grenoble city (French Alps) is located in a small-size deep alluvial valley and faces important site effects (Lebrun *et al.*, 2001). In order to identify and quantify multi-dimensional site effects in this basin, a very dense array of 29 3-component seismometers over a 1 km aperture was installed within the city. The wave field complexity as well as the *in situ* noise characteristics (colored/correlated noise and low signal-to-noise ratio) lead us to develop a procedure based on time-frequency coherence of signal waveforms and MUSIC (Multiple Signal Classification) algorithm to identify the main energetical contributions crossing the array. Next, nature and energy of waves are estimated using some properties of the analytical 3-component covariance matrix. Careful methodological investigations were performed in order to better understand and quantify the effects of site constraints on the estimation of wave parameters with MUSIC technique. Simulations outline the ability of array antenna first to, handle with difficult scenarios involving multiple, non-stationary and correlated propagating phases, and second, to estimate polarization and energy of waves. Nevertheless, the velocity estimation is much more unstable than back-azimuth and a low signal-to-noise ratio introduces some scattering in esti-



mates. Thus, a statistical view of final estimates is suggested for improving reliability of analysis. In an accompanying paper (this issue ; paper 2), we use this method to investigate the entire wave field of seismic events recorded by the array in order to isolate and quantify diffracted waves.

### 3.2.3 Introduction

It is widely recognized that the effects of surface geology can significantly contribute to increase damages as illustrated by recent earthquakes (Mexico, 1985 ; Loma Prieta, 1989 ; Kobe, 1995 ; Izmit, 1999). The impedance contrast between the bedrock and sediment layers (1D site effects) is first of all involved to explain the amplification of ground motion. Since the middle of the eighties however, observational and numerical studies have emphasized the importance of edge-generated surface waves leading to increased amplifications and durations. Such two or three dimensional basin structure effects on wave propagation are largely illustrated through numerical studies (Horike *et al.*, 1990 ; Hisada *et al.*, 1993 ; Graves, 1993 ; Olsen and Archuleta, 1996 ; Moczo *et al.*, 1999 ; among many others) but these simulations are still limited to low frequencies ( $< 2$  Hz) that are often below frequencies of interest for earthquake engineering purposes. Most observations of locally generated surface waves (Kagawa *et al.*, 1992 ; Kinoshita *et al.*, 1992 ; Phillips *et al.*, 1993 ; Frankel, 1994 ; Hatayama *et al.*, 1995 ; Field, 1996) are concerned with long-period surface waves (from 1 to 6 s) propagating in large size valleys and it is thus quite easy to isolate edge-generated surface waves on late phase arrivals. When structures are of much smaller extent however, reverberating wave trains are mixed and it becomes difficult to identify locally generated surface waves. Nevertheless, such surface waves in small basin were directly observed at the Euroseistest site near Thessanoliiki (Riepl, 1997) ; in Caille Valley in French Alps (Gaffet *et al.*, 1998) ; in Colfiorito in Central Italy (Caserta *et al.*, 1998 ; Rovelli *et al.*, 2001) ; in Parkway in New Zealand (Chavez-Garcia *et al.*, 1999). Caserta *et al.* (1998), Gaffet *et al.* (1998), Chavez-Garcia *et al.* (1999) and Rovelli *et al.* (2001) used very dense array analysis which is, for the time, being the most appropriate tool to directly identify diffracted waves in such structures.

Grenoble city is located on a small-size, deep sediment-filled basin typical of almost all alpine valleys. Previous site effects studies conducted by Lebrun *et al.* (2001) showed a large amplification (up to ten times the reference rock site motion) in the frequency band from 0.2 to 5 Hz and an important increase of ground motion duration throughout the basin for moderate size seismic events. Such strong site effects are obvious on Figure 3.7 when comparing, for a 3.5 Ml event occurred 15 km far from Grenoble city, motion recorded on the out-cropping rock and one downtown on post-glacial deposits. Numerical simulations of ground motion within the basin (Cotton *et al.*, 1998, Bard *et al.*, 1999) outlined important trapping effects within the basin and multiple diffraction by sharp borders. Even if these simulations were limited to frequencies below 1.6 Hz, we can suspect important basin-edge-induced waves at higher frequencies. The aim of our study (this issue and hereafter paper 2) is thus first, to identify and characterize the diffracted

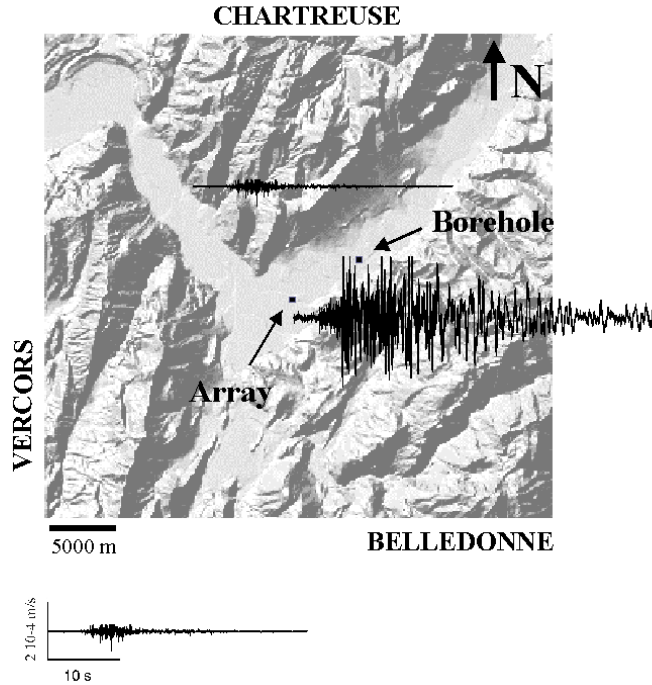


FIG. 3.7 – Digital elevation map of the Grenoble area and location of the dense array and deep borehole. Exemple of records (NS component) on rock and sediment for a 3.5Ml event occurred 15 km south far from Grenoble center (1999/01/11).

wave field and secondly, to try to quantify its importance.

Most of array processing used in seismology, such as Burg's maximum entropy (Burg, 1967), Capon's conventional and high-resolution (Capon, 1969) and MUSIC (Schmidt, 1981 et 1986) methods, are based on the assumption of stationarity of waves, homogeneity of the medium and spatial whiteness of noise. One generally assumes that seismic waves are stationary on short time observation windows and disregard noise patterns because analysis is most often focused on waveforms having a high signal-to-noise ratio. In the Grenoble basin however, industrial noise and moderate seismicity lead to a quite low signal-to-noise ratio, and the noise is strongly colored with dominant frequencies around 0.3 and 3 Hz (Lebrun *et al.*, 2001) that are enclosed in the frequency band of seismic signal. This paper is thus dedicated to the adaptation and test of array analysis techniques that handle both the complexity of seismograms (mixing wave trains) and the inherent site features.

First, the general framework of the Grenoble experiment (geophysical settings and inherent site constraint) and the field experiment are depicted. Then, discussion about environmental constraints lead us to prefer the MUSIC algorithm instead of other  $f-k$  analysis. Basic MUSIC algorithm is described and the processing strategy is drawn as follows :

- determination of the time-frequency domains when signals are the most coherent across

- the whole array ;
- the MUSIC algorithm is then used to evaluate propagating parameters of the wave trains ;
- wave type characteristics and evaluation of energy carried by identified waves are performed through a polarization analysis.

The performance of MUSIC array analysis is carefully investigated, in particular to evaluate the influence of inherent site constraints on wave parameter estimation. Finally, some simulations are performed that outline both the array antenna performance and its limitations. In a following paper (hereafter labeled as “paper 2”), this array method is used to investigate the entire wave field of local, regional and teleseismic earthquakes recorded by a very dense array of 3-component seismograms installed within the city for the identification and energy quantification of the diffracted wave field.

### 3.2.4 General framework of the Grenoble experiment

#### 3.2.4.1 Geophysical parameters and amplification characteristics

The Grenoble basin displayed in Figure 3.7 is a 3D Y-shaped deep basin filled mostly with late quaternary post-glacial deposits overlaying Jurassic marls and a marly limestone substratum. A deep borehole (Figure 3.7) recently drilled by the I.P.S.N. (Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire, <http://www.ipsn.fr>) in the NE-branch of the valley hit the substratum at 532 m depth (Lemeille *et al.*, 2000). Bouguer anomaly analysis of ten years of gravity measurements (Vallon, 1999) provided the substratum topography that fits at the borehole location with the substratum depth evaluated through seismic and borehole measurements (Dietrich *et al.*, 2001; Lemeille *et al.*, 2000). Logging operations performed in the borehole, as well as the preliminary investigation of contribution of vertical and offset seismic profiles show that the  $P$ – and  $S$ –wave velocity distributions inside the alluvial fill are satisfactorily described by linear gradients of  $\simeq 1.4 \text{ s}^{-1}$  : the  $P$ –wave velocity varies between 1450 m/s and 2150 m/s, and the  $S$ –wave velocity, between 300 m/s and 950 m/s from the surface down to the bedrock (Dietrich *et al.*, 2001). Besides these measurements, Lebrun *et al.* (2001) conducted a H/V microzonation study within the area of Grenoble. They observed a resonance frequency of 0.3 Hz in the central part of the basin and another one, in some part of the city, near 3 Hz that they assigned to a very surficial layer. The spatial distribution over the whole basin of fundamental frequency values agrees with the gravimetric model when assuming a mean S-wave velocity of about 700 m/s (Lebrun, 1997).

#### 3.2.4.2 Site constraints and array antenna type

In our study, the choice of array analysis type has to cope with the following constraints : 1) moderate seismicity and high level of industrial noise produces a low signal-to-noise ratio ; 2) background noise exhibits two dominant frequencies around 0.3 and 3 Hz (Lebrun, 1997) ; 3) cor-

related waves (i.e., waves with different azimuths but same phase content) might give inaccurate wave parameter estimates. The first constraint requires an array technique as less sensitive as possible to signal-to-noise ratio. Although the performance of any array technique deteriorates in case of low signal-to-noise ratio, MUSIC algorithm is nevertheless more robust than Capon's high resolution method (Goldstein and Archuleta, 1987). The second constraint may be overcome if the spatial covariance structure of the noise is known (Marcos, 1998). The estimation of noise covariance matrix is difficult in seismological data, particularly since noise is not stationary in time. The aforementioned array techniques (MUSIC and  $f$ - $k$  ones) are not able to solve this problem. The last constraint was the one that made us prefer MUSIC technique. This method can indeed at once solve closely-spaced signals and handle difficult scenarios involving highly correlated waves when applying an additional spatial smoothing technique. All comparative studies between Capon's conventional and high resolution method and MUSIC one that have been performed always outlined the better resolute power of MUSIC in case of multiple, closely spaced arrivals and non-stationary waves (Goldstein and Archuleta, 1987 et 1991, Krim and Viberg, 1996 ; Zerva and Zhang, 1996).

### 3.2.5 Field experiment and array response

#### 3.2.5.1 99' experiment : array design and acquisition parameters

According to our knowledge of the frequency band amplified within the basin and P- and S-wave mean velocities, we designed an array large enough to identify waves at the lowest frequencies (at 0.3 Hz, the wavelength is 5000 m for a wave propagation velocity of 1500 m/s) and small enough to follow wave trains propagating at the highest frequencies (wavelength down to 30 m for a 10 Hz-wave propagating at 300 m/s). The final array design and location was mainly constrained by the kind and number of available sensors and by the urban context facilities. Thus, 29 three-component seismic stations were installed in the eastern part of the city as indicated on Figure 3.7. The bedrock topography derived from gravimetric data displays straight below the array a dipping bedrock interface as illustrated in Figure 3.8. Figure 3.9 shows the array geometry with sensors arranged in concentric rings : 16 L22 MarkProducts sensors (with a flat response between 2 and 50 Hz) were located in two inner rings with a maximum 80 m aperture, 12 wider band ones (3 Lennartz Le3D-5s and 9 Guralp CMG40-20s, with a flat response from respectively 0.2 and 0.05 to 50 Hz) were installed in a maximum 1 km aperture outer ring and one CMG40-20s sensor was added in the center of the array. Sensor locations were precisely determined using static GPS measurements (precision of about 0.3 m). Sensors were connected either to Reftek-72A2 or to a Minititan-3XT recorder. These instruments are part of the portable Lithoscope and RAM mobile networks (<http://www-lgit.obs.ujf-grenoble.fr>). Data were continuously recorded, time synchronization was provided by continuous GPS receivers (time accuracy less than 1 ms)

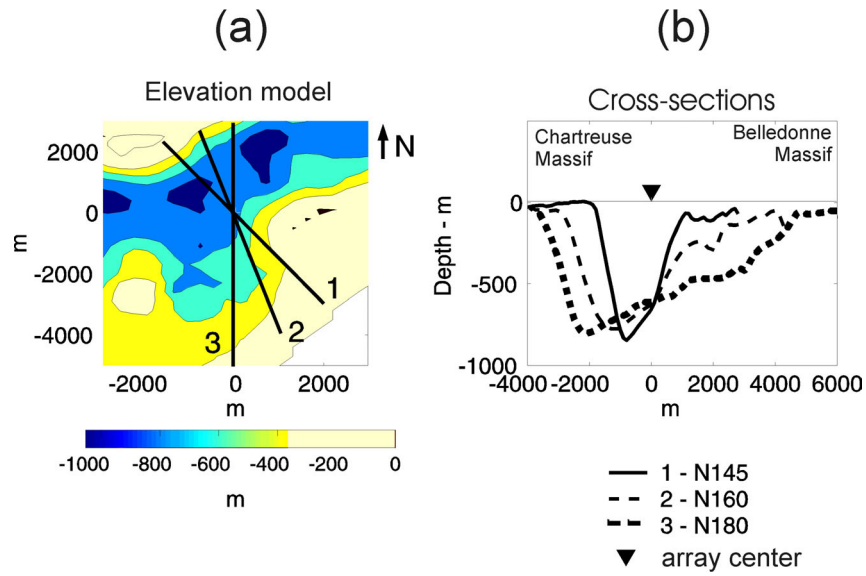


FIG. 3.8 – a) Contour map of the Grenoble basin and location of cross-sections ; b) cross-sections.

and the sampling rate was fixed to 125 Hz on each channel. As explained in the accompanying paper (paper 2), broader wide band sensors were dedicated for investigating frequencies below 1 Hz and L22 sensors and 1 CMG40 were dedicated to studies above 1 Hz.

### 3.2.5.2 Array resolution and aliasing phenomena

The capacity of an array to identify crossing wave trains is first of all constrained by the characteristics of its transfer function in the wavenumber domain  $(k_x, k_y)$ . The spatial distribution of sensors sets a spatial Nyquist wavenumber  $k_{max}$ . In case of a linear equispaced array this wavenumber is  $\frac{2\pi}{2\Delta x}$  with  $\Delta x$ , the spatial sampling. But in less simple array geometry, this Nyquist wavenumber is much more related to the maximal offset  $\Delta x_{max}$  between adjacent sensors as illustrated in Gaffet *et al.* (1998). Figure 3.10a displays the transfer function of the inner and outer arrays. For the inner array,  $\Delta x_{max}$  equals 30.6 m that leads to  $k_{max} \approx 0.1$  rad/m. For the outer array, it is not so easy to evaluate  $\Delta x_{max}$  from the array geometry. We also used coordinates of the first aliasing peak present on the transfer function to determine the Nyquist wavenumber. Coordinates of this peak is (0.01, 0.01) rad/m and leads to  $k_{max} = 0.007$  rad/m. From values of  $k_{max}$ , we deduce at each frequency the minimum value of apparent velocity the array will be able to solve without ambiguity. Figure 3.10b shows for each array the minimum values of apparent velocities we will look at in this study. As shown by Gaffet *et al.* (1998), the use of this Nyquist wavenumber underestimates the real resolution of the array. But in case of blind array analysis of signals composed of numerous propagating phases, the restriction introduced on the value of  $k_{max}$  will certainly reduce errors of wave train evaluation characteristics.

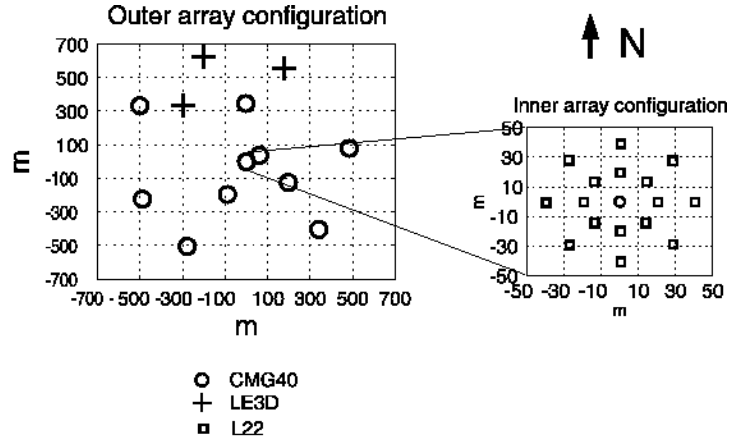


FIG. 3.9 – Array geometry of outer and inner array.

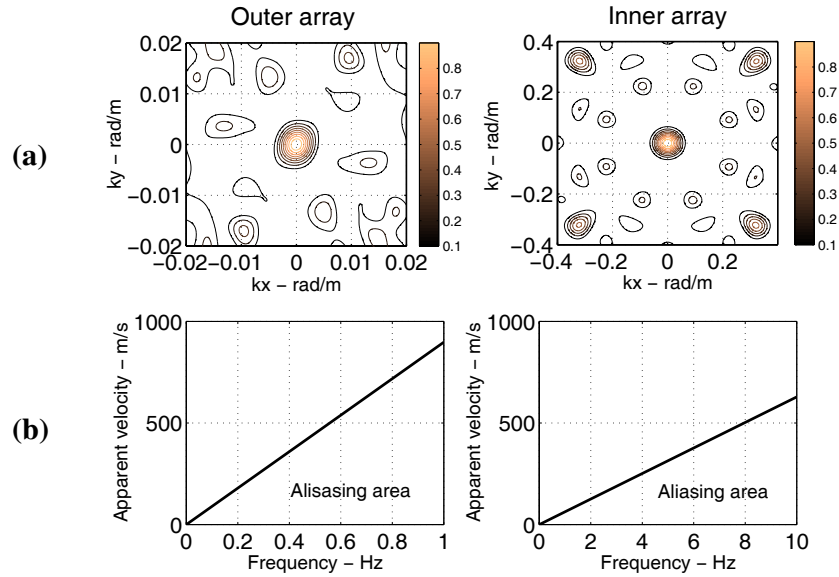


FIG. 3.10 – a) Outer and inner array transfer function b) Phase velocity limit of investigation for inner and outer array.

### 3.2.6 MUSIC algorithm

The MUSIC algorithm was first developed by Schmidt (1981, 1986) and then adapted to seismic purposes by Goldstein and Archuleta (1987), to identify direction and apparent velocities of main energetic contributions crossing an array. We briefly describe here the method in case of stationary waves and spatially white additive noise. Further details may be found in Goldstein and Archuleta (1987 & 1991) or in Marcos (1998). Suppose that a set of  $q$  ( $< N$ ) plane waves with an angular frequency  $\omega$  are propagating in an homogeneous media across an array of  $N$  sensors. The signal received at station  $\vec{x}_i$  at time  $t$  is given by

$$\psi(\vec{x}_i, t) = \sum_{m=1}^q A_m e^{i(\vec{k}_m \cdot \vec{x}_i - \omega t + \phi_m(t))} + \eta(\vec{x}_i, t)$$

where  $A_m$  is the amplitude,  $\vec{k}_m$  the wavenumber and  $\phi_m(t)$  the phase of the  $m^{th}$  signal and  $\eta(\vec{x}_i, t)$  the noise. Elements of the covariance matrix are defined as

$$R_{ij} = \left\langle \vec{\psi}(\vec{x}_i, t) \otimes \vec{\psi}(\vec{x}_j, t)^\dagger \right\rangle_t \quad (3.2)$$

with  $^\dagger$  denotes the hermitian conjugate and  $\langle \rangle_t$  the average on time. When the  $q$  signals are stationary, not correlated and the noise is spatially white, elements of the covariance are

$$R_{ij} = \sum_{n=1}^q |A_n|^2 e^{i\vec{k}_n \cdot (\vec{x}_i - \vec{x}_j)} + \eta^2 \delta_{ij} \quad (3.3)$$

and the covariance matrix can be written as follows

$$R = USU^\dagger + \eta^2 I$$

where

$$U = \left( \vec{u}(\vec{k}_1) \quad \vec{u}(\vec{k}_2) \quad \dots \quad \vec{u}(\vec{k}_q) \right)$$

$$\vec{u}(\vec{k}_m) = \left[ e^{i\vec{k}_m \cdot \vec{x}_1} \dots e^{i\vec{k}_m \cdot \vec{x}_N} \right]^T$$

$$S = \text{diag}(|A_1|^2, |A_2|^2, \dots, |A_q|^2, 0, \dots, 0)$$

$I$  is the identity matrix and  $\eta^2$  the intensity of the noise. MUSIC uses the fact that the eigenstructure of  $R$  consists of a signal subspace determined by the  $q$  larger eigenvalues and a noise subspace determined by the  $N - q$  smaller eigenvalues. Using the orthogonality property between signal and noise subspaces, the signal direction vectors are evaluated by searching the

signal vectors  $\vec{a}(\vec{k})$  which have minimal projection in the noise subspace. This is equivalent to finding the peaks of the directional function (MUSIC spectrum)

$$D(\vec{k}) = \frac{1}{\left| \vec{a}(\vec{k})^T \cdot E_n \right|}$$

where  $E_n$  is the matrix formed with eigenvectors associated to the  $N-q$  small eigenvalues of  $R$  and  $\vec{a}(\vec{k}) = \begin{bmatrix} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_1} & \dots & e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_N} \end{bmatrix}$ . Estimate of the signal power is recovered through inversion from the eigenstructure formulation of the covariance matrix as detailed in Goldstein and Archuleta (1987). Location of a peak on MUSIC spectrum provides the azimuth of the signal from the array (back-azimuth) and its apparent propagation velocity  $v$  is given by the relation  $v = \frac{\omega}{k}$ , where  $\omega$  the frequency when signal power is maximum. Cross-spectral matrix were evaluated at various frequencies with a frequency channel sampling of 0.01 and 0.1 Hz for studies below 1 Hz and above 1 Hz, respectively.

### 3.2.7 Data processing

#### 3.2.7.1 Array processing strategy

MUSIC as well as other array techniques basically corresponds to a time delay estimation problem : the time delays are simply seen as phase shifts on the non-diagonal terms of the covariance matrix under the assumption of narrowband signal. Since, in practice, phase shifts are never null whatever the time window length and signal type used, MUSIC spectrum always exhibits peaks that could be associated to waves having physically acceptable properties (velocity) even if there is no real wave traveling across the array. These pseudo waves can be eliminated by applying a threshold on the signal energy finally evaluated. In that case, however, we risk eliminating real but not energetic signals. Thus, we preferred to apply this algorithm to the most coherent part of the seismograms to ensure the physical existence of our results. We first explain how we selected the time-frequency windows used in the array analysis. Next, MUSIC algorithm limitations are discussed in close relation with Grenoble site constraints. Finally, wave polarization properties are used to characterize wave types and to evaluate the energy carried by each identified wave.

#### 3.2.7.2 Window selection : coherence analysis

We first compute the coherence  $C_i(t, f)$  over time  $t$  and frequency  $f$  for every pair  $i$  of array stations ( $N$  sensors) by using a running window technique (Poupinet *et al.*, 1984) :

- For the inner array, coherence analysis was performed between 1 to 15 Hz by using a running time window length of 1.5 s delayed by 10 times the sampling rate  $dt$  ( $dt = 0.008$  s) ;



- For the outer array, coherence analysis was performed between 0.1 to 1 Hz by using a running time window length of 15 s delayed by 10 times the sampling rate  $dt$  ( $dt = 0.128$  s, after decimation of the original 0.008 s sampling rate);

We thus get  $\frac{N(N-1)}{2}$  time-frequency coherence estimates having a time sampling  $\Delta T$  of 0.08 s for inner array and 1.28 s for outer array. Then, coherences were simply averaged to get a mean across the array :

$$C(t, f) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N(N-1)/2} C_i(t, f)$$

This averaging has the main effect of reducing spatially non-stationary coherent contributions. For the array analysis to be significant, the coherence has to be good enough, i.e., larger than a coherence threshold  $C_o$ . The corresponding  $t - f$  windows are determined by finding, at each time increment (delayed by  $\Delta T$ ) the frequency range  $[f_1 f_2]$  where  $C(f, t) \geq C_o$  over a time length larger than  $2/f_1$ . This window length corresponds to the minimum time length required by array analysis to give reliable estimates of a wave traveling at a frequency  $f_1$ .

When  $C_o$  is zero, the number of  $t - f$  windows is

$$N_t = \frac{2}{f_{min} \Delta T}$$

where  $f_{min}$  is the minimum frequency of analysis (1 Hz and 0.1 Hz for inner and outer array, respectively) and  $N_t$ , the number of time samples of the  $t - f$  coherence map.  $C_o$  increasing, non-coherent  $t - f$  domains appear breaking through the initial  $t - f$  windows pavement. After the number of  $t - f$  windows reaches a minimum, the higher the  $C_o$  is, the larger is the number of  $t - f$  windows, until it reaches a maximum (Figure 3.11). At this maximum, the  $t - f$  plan is paved with numerous  $t - f$  windows (Figure 3.11). Then, with the threshold still increasing, the number of windows decreases and  $t - f$  domains are better and better separated. We choose to take a coherence threshold that gives a number of windows half the maximum defined above for frequencies below 1 Hz, and 0.2 times the maximum for frequencies above 1 Hz (Figure 3.11). Such a choice allows an homogeneous data processing. In this study, coherence threshold ranged from 0.9 to 0.98 and the number of time-frequency windows from around 600 to 2200 (see paper 2).

### 3.2.8 MUSIC limitations

#### 3.2.8.1 Correlated signals

The MUSIC algorithm previously described is ensured to work as long as the signals are not totally correlated to one another, i.e., signals with a same frequency are not crossing the array at

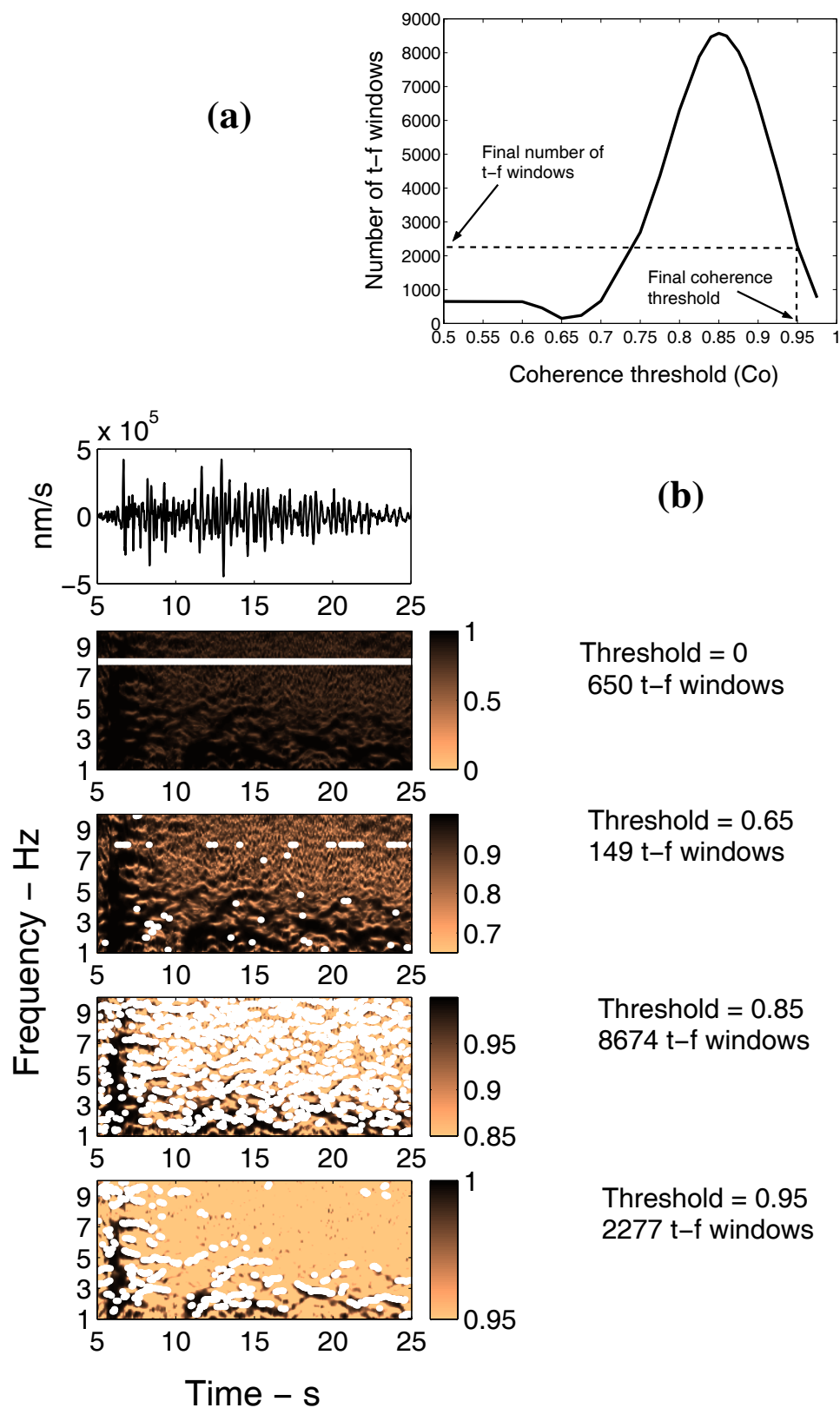


FIG. 3.11 – EW component of a local magnitude 2.5 event (99/02/03 - 16H20.25 UTC) occurring 15 km far from Grenoble : a) Number of evaluated time-frequency windows as a function of coherence threshold b) Time series and averaged coherence displayed with various coherence thresholds. White dots correspond to the center point of time-frequency windows selected for MUSIC analysis.

the same time. In case of strongly correlated signals in a random noise medium however, elements of the covariance matrix  $R_{ij}$  can no longer be written as in (3.3) and exhibit an additive signal correlation term (Bokelmann and Baisch, 1999) :

$$R_{ij} = \sum_{n=1}^q |A_n|^2 e^{i\vec{k}_n(\vec{x}_i - \vec{x}_j)} + \underbrace{\sum_{n=1}^q \sum_{m=1}^q A_n A_m e^{i(\vec{k}_m \vec{x}_i - \vec{k}_n \vec{x}_j)}}_{\text{correlation term}} + \eta^2 \delta_{ij}$$

Thus, in case of two strongly correlated signals, signals are seen as a blended one which decays the rank of the signal covariance matrix  $R$  : the singular eigenvalue decomposition of  $R$  cannot thus be correctly evaluated. Goldstein and Archuleta (1987) used a subarray spatial averaging method based on the work of Shan *et al.* (1985) to reduce contributions of signal correlation. However this technique is *a priori* restricted to linear and equispaced arrays. Following Bokelmann and Baisch (1999), we propose a simple averaging of the various elements of the covariance matrix corresponding to station pairs having similar spacing and azimuth (2-sensor subarrays). This technique may be applied on any arbitrary array geometry (Goncalves, 1999) and its efficiency depends mainly on the redundancy of station pairs spacing and azimuth. This spatial smoothing reduces contributions of spatially non-stationary phase-shifts induced by correlation phenomena. Without destroying characteristics of signal propagation, this smoothing allows to recover the eigenstructure that should be observed in case of partially correlated signals. For the small regular array it was easy to find subarrays but in case of the outer array we had to introduce a tolerance on the similarity in distance and azimuth of subarrays (Bokelmann and Baisch, 1999). This tolerance distance  $TOL$  is defined as :

$$|(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \cdot \vec{u}| < TOL \text{ and } |(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \cdot \vec{v}| < TOL$$

with  $\vec{r}_i$  and  $\vec{r}_j$  the  $i$  and  $j$  station pair vectors and  $(\vec{u}, \vec{v})$  the cosine vectors. The tolerance distance used for the larger array is 100 m and 2 m for the inner array. Examples of subarrays used for the outer array are depicted in Figure 3.12.

### 3.2.8.2 Correlated/colored noise

Bokelmann and Baisch (1999) detailed two other terms from the covariance matrix we need to take into account in case of non-random noise : noise covariance and signal-noise correlation terms. In the Grenoble area, the background noise is undoubtedly colored as shown by Lebrun *et al.* (2001) : as its frequency content presents peaks around 0.3 and 3 Hz, the noise is “correlated” with signal. Furthermore, some energy bursts with a narrow-band frequency content - ranging between 2 and 5 Hz - appear frequently in noise records. Keeping out energy bursts, effects of this colored noise on the efficiency of array analysis can be qualitatively evaluated by looking at the

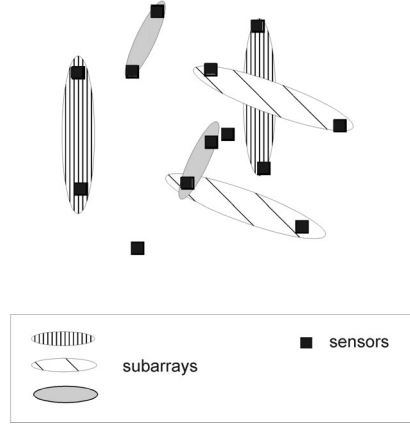


FIG. 3.12 – Outer array : examples of subarrays used for smoothing the signal matrix covariance.

spatial variability of noise throughout the array. If the background noise in some frequency band is spatially coherent all over the array, the noise and signal-noise correlation term will obviously affect the wave properties evaluation at such frequencies. Besides, a spatially coherent noise could make it mixed up with signal when evaluating the most time-frequency coherent windows. The coherence formula used is

$$C(f, d) = \frac{|S_{ij}(f, d)|^2}{S_{ii}(f)S_{jj}(f)}$$

where  $S_{ij}$  is the cross spectral density of seismograms  $s_i(t)$  and  $s_j(t)$ ,  $S_{ii}$  and  $S_{jj}$  the power spectral density,  $d$  the distance between two sensors and  $f$  the frequency. Coherences were simply averaged for similar  $d$  within 2 m and 100 m for the inner and the outer array, respectively. Coherence was computed using the Welch's averaged periodogram method. Time series were partitioned into segments of 10 s length for the largest array ( $0.1 < f < 1$  Hz) and 2 s length for the smaller one ( $1 < f < 10$  Hz). All time segments were 10% Hanning-tapered windowed and overlapped one another by half their length. We calculated both the coherence and the so-called Nakamura H/V ratio (Nakamura, 1996) on the most stationary part of a one day noise recording. We applied “anti-trigger” algorithm to eliminate energy bursts.

An example of spatial variability of noise coherence computed on the vertical component of noise records together with the mean H/V ratio observed at the central sensor is displayed in Figure 3.13. For the small array, coherency decreases drastically over distance. Even if the noise has a 4 Hz spectral signature as shown by H/V ratio, it has a correlated distance (i.e., distance over which signals are coherent) significantly shorter than that of a signal travelling across the array. It means first that, with the way used to select time-frequency windows no noise will be identified as a signal one. Secondly, we can expect that signal-noise correlation terms will be reduced through spatial averaging because of their spatial non-stationarity. The only exception at

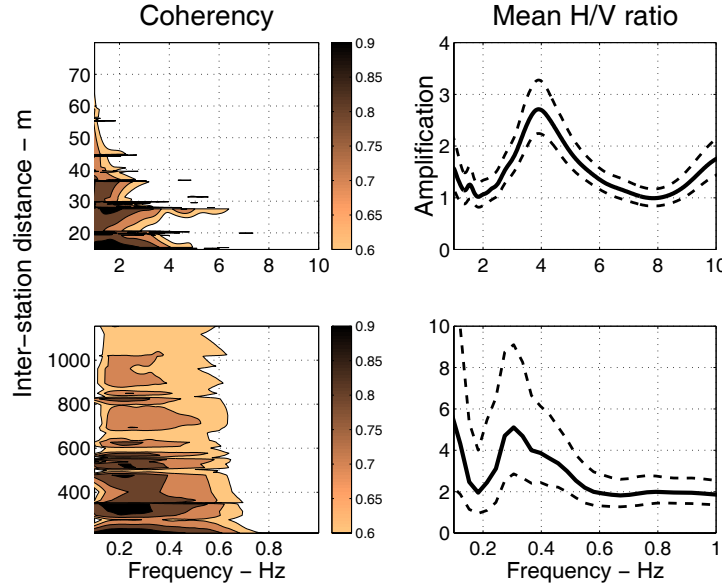


FIG. 3.13 – Left : Coherence of noise (vertical component) as a function of inter-station distance in the frequency range from 1 to 10 Hz (inner array) and from 0.1 to 1 Hz (outer array). Right : Mean Nakamura H/V ratio evaluated at the sensor located at the center of arrays in the frequency range from 1 to 10 Hz (inner array) and from 0.1 to 1 Hz (outer array).

high frequencies will happen when energy bursts occur during the ground shaking. This decrease of coherence is not so obvious for frequencies below 0.5 Hz and, in case of very low signal-to-noise ratio, we cannot exclude that noise could be mixed with signal.

### 3.2.8.3 Estimation of the number of signals

MUSIC algorithm requires that the number of incident signals be known before separating observed covariance matrix  $R$  in signal and noise subspaces. In case of stationary non-correlated waves, the number of sources - or rank of the signal subspace - is given by the number of largest eigenvalues of the covariance matrix  $R$  and is generally evaluated using statistical AIC (Akaike Information Criterion) or MDL (Minimum Description Length) criterium (Wax and Kailath, 1985). In case of correlated signals, as previously mentioned, the rank of the cross-spectral matrix  $R$  is reduced leading to an underestimation of the number of actual signals. As proposed by Shan *et al.* (1985), one can use the spatially smoothed covariance matrix instead of  $R$  to evaluate number of signals. As AIC or MDL criteria are not robust enough in case of non spatially white noise field (Krim and Viberg, 1996), we preferred to use a detection based on the noise eigenvalue profile modelisation (Marcos, 1998), with eigenvalues determined from the spatially smoothed covariance. An illustration of this procedure is given in Figure 3.14. The noise eigenvalue profile computed at each frequency bin in the [2 6 Hz] frequency band from a 4 s recording of noise (Figure 3.14a) follows an exponential decay between  $N_1 = 1$  and

$N_2 = N/2$  with  $N$ , the number of eigenvalues. The corresponding geometric series is  $\lambda_i = \lambda_1(r^{i-1} + r^{\frac{N}{2}})$ ,  $1 \leq i \leq N/2$  with  $\lambda_i$ , the  $i^{th}$  eigenvalue of the spatially smoothed cross-spectral matrix  $R$  and the decay ratio  $r$ . Once the recorded noise eigenvalue profile is known, the number of signals is given by finding the number of eigenvalues that are significantly different from the noise eigenvalues. An illustration of such rupture is depicted in Figure 3.14b where a 3.5 Hz pseudo-frequency Ricker pulse was superimposed on the previous noise. The theoretical Ricker pulse propagation velocity is 2000 m/s and its back-azimuth equals N45. In Figure 3.14c, we superimposed another 3.5 Hz pseudo-frequency Ricker pulse with a propagation velocity of 800 m/s and a theoretical back-azimuth of N340. In that case, two signals are identified on the eigenvalue profile and propagation characteristics of the two time correlated Ricker pulses are quite well recovered by MUSIC analysis. In practice, the decay ratio depends on the time-window length. We thus preferred to compare values of  $r$ . The number of signals is obtained when the following inequality is no longer respected  $|r^i - r^{i-1}|^2 < K$ ,  $1 \leq i \leq N/2$  with  $r^{i-1} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{i-1}}$  and  $i$  varying in the decreasing order.  $K$  was fixed to 0.15 and this high value simply reveals the important dispersion of the observed noise eigenvalues from a mean one.

### Uncertainties

Goldstein and Archuleta (1991) suggested for a linear equispaced array a general estimate of uncertainties based on cumulative errors caused by uncertainty in time and uncertainty of the peak location in the MUSIC spectrum induced by noise shifting :

$$d(\frac{1}{V}) = ((\frac{\delta t}{\sqrt{N}\Delta x})^2 + (\frac{\sqrt{1 + N SNR}}{N SNR \sqrt{M} 2\pi L f})^2)^{1/2} \quad (3.4)$$

with  $V$ , the velocity;  $N$  the number of sensors;  $SNR$ , the signal-to-noise ratio,  $M$  the number of time samples,  $f$  the frequency,  $L$  the array aperture,  $\delta t$  the time accuracy and  $\Delta x$  the spatial sampling. In our study time accuracies are better than 1 ms and, when considering the first term of (3.4), induced errors are negligible (velocity standard deviation of  $\simeq 5.4 \times 10^{-5} V^2$  and  $\simeq 1.7 \times 10^{-5} V^2$  respectively for inner and outer array by taking a mean spatial sampling of 20 m and 250 m, a number of sensors of 17 and 13, and  $\delta t = 1$  ms). The second term of (3.4) is not easy to evaluate since determination of  $SNR$  in each frequency band is not obvious. Furthermore, Krim and Viberg (1996) as well as Marcos (1998) outlined the difficulty in quantifying errors induced by combination of noise characteristics, sensor calibration, non-zero bandwidth signal, sensor position, etc. Thus, we preferred to have a numerical view of uncertainty depending on peak location uncertainty in the wavenumber domain  $(k_x, k_y)$  and of the angular frequency channel sampling  $\Delta\omega$  when evaluating the cross-spectral matrix :

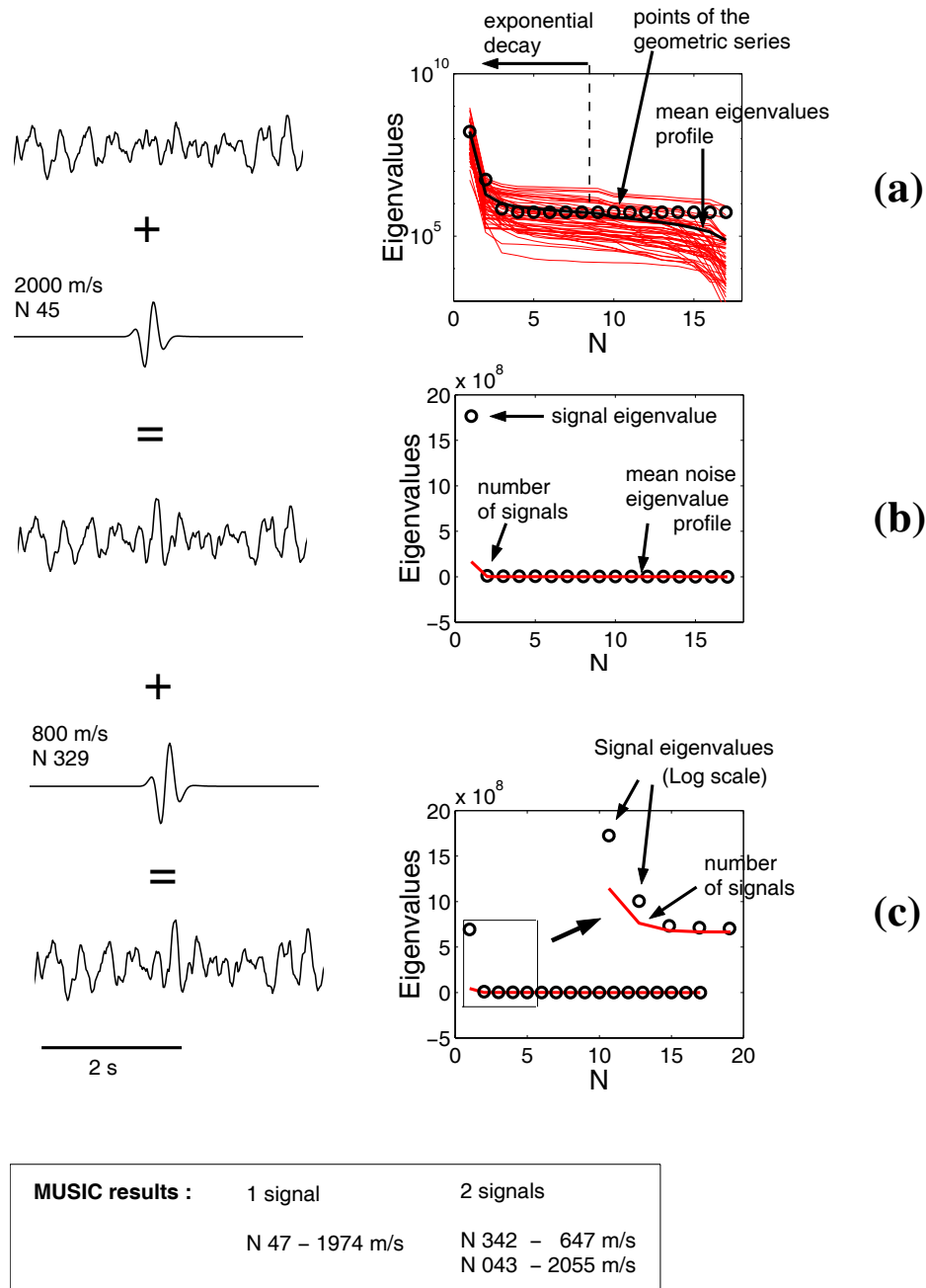


FIG. 3.14 – a) Typical Grenoble's noise eigenvalues profile b) eigenvalues profile evaluated when adding to the previous noise a pseudo 3.5 Hz Ricker pulse coming from N45 and propagating at 2000 m/s (inner array) c) eigenvalues profile evaluated when two correlated pseudo 3.5 Hz Ricker pulses are propagating with different source azimuth (N45 and N329) and phase velocity (2000 and 800 m/s) (inner array).

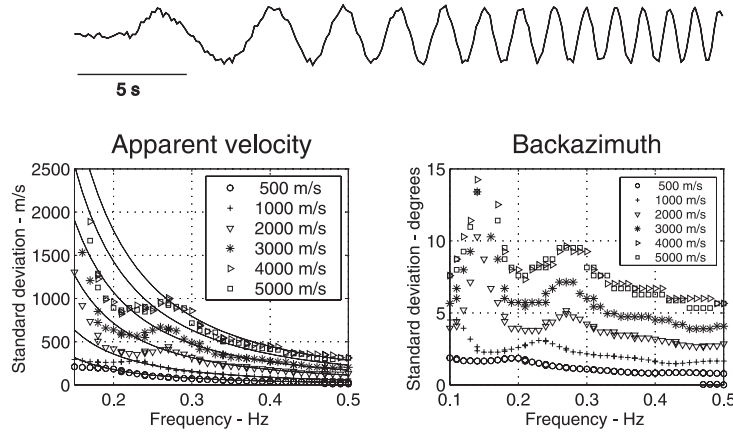


FIG. 3.15 – Back-azimuth and velocity standard deviation observed for a 0.1-0.5 Hz sweep propagating across the outer array at various constant velocities indicated by symbols.

$$\Delta V = V \left( \frac{\Delta k}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} + \frac{\Delta \omega}{\omega} \right)$$

$$\Delta \theta = \cos \theta \sin \theta \left( \frac{\Delta k}{k_x} + \frac{\Delta k}{k_y} \right)$$

with  $\theta$  ( $\theta = \arctan(k_x, k_y)$ ) the back-azimuth of signal,  $V$  the propagation velocity and  $\Delta k$  the wavenumber sampling.  $\Delta k$  was fixed to  $k_{max}/400$ .

To get an idea of such numerical deviation value ranges, we propagated a [0.1 - 0.5 Hz] chirp across the large array with constant propagation velocities ranging from 500 m/s to 5000 m/s and a back-azimuth of  $45^\circ$ . Propagation parameters of that chirp were correctly estimated by MUSIC whatever the considered frequency. Standard deviations of velocity and back-azimuth as a function of frequency are depicted on Figure 3.15. The back-azimuth standard deviation is quite small whatever the frequency. On contrary, high standard deviations are observed for velocity at low frequency : for a wave propagating at a velocity of 3000 m/s (star) and with a frequency of 0.2 Hz, the standard deviation is about 700 m/s.

### 3.2.9 Properties of waves : type and energy

As previously mentioned, MUSIC copes with time delays caused by propagation of wavefronts across the array. Thus, a real wave should be identified with the same propagation parameters on each of the three-component of seismograms except in cases of purely vertically incident waves or Love waves. In that latter case however, the wave should be identified by both the horizontal components except, of course, when Love waves propagates exactly in the direction of



one component.

Since MUSIC provides the propagating direction of identified waves, horizontal components can be rotated into the radial and transverse component. One could then use particle motion over rotated components in order to characterize wave type arrivals. In our case, we expect numerous waves to occur in the same time window, due to multipathing. Therefore, particle motion cannot be used to discriminate type of arrivals. However, the structure of the covariance matrix on 3-component signal is helpful to evaluate the apparent predominant direction of polarization. Apparent inclination, combined with the distribution of apparent velocities and back-azimuths over frequency should provide enough information to discriminate between body and surface waves, especially to track down Love and SH waves. We did not use the strike of the direction of polarization to characterize the type of wave because it is much more unstable than the apparent inclination (Vidale, 1986 ; Jurkevics, 1988). The complex polarization analysis was performed according to Vidale (1986) on analytic three-component seismograms. The covariance matrix is

$$C(t) = \begin{pmatrix} uu^* & uv^* & uw^* \\ vu^* & vv^* & vw^* \\ wu^* & wv^* & ww^* \end{pmatrix}$$

where  $\star$  represents complex conjugation,  $u(t)$ ,  $v(t)$ ,  $w(t)$  the analytical transforms of radial, transversal and vertical motions and  $t$ , the time. The three eigenvalues of the covariance matrix are  $\lambda_0$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  ( $\lambda_0 > \lambda_1 > \lambda_2$ ) and the eigenvector associated with the largest eigenvalue  $\lambda_0$  is  $\vec{X} = (x_0, y_0, z_0)$ . The apparent inclination  $\delta$  from the vertical of the direction of maximum polarization is written as follows :

$$\delta = \left| 90 - \tan^{-1} \left( \frac{Re(z_0)}{\sqrt{Re(x_0)^2 + Re(y_0)^2}} \right) \right| \quad 0 \leq \theta \leq 90$$

and the degree of polarization is

$$P = 1 - \frac{|Im(X)|}{|Re(X)|}$$

$P = 1$  for linearly polarized motion and is 0 for circular polarization.

From a practical viewpoint and for data we analyzed in paper 2

- Time-frequency windows of identified waves are provided by MUSIC ;
- Time signals of individual sensors are windowed using a 10% Hanning tapered-window ;
- Signals are then filtered in frequency around the wave frequency given by MUSIC. The filter used was a 1-order Chebychev with a bandwidth of 0.14 Hz or 0.7 Hz for frequencies

below 1 Hz and above 1 Hz, respectively ;

- Horizontal components are then rotated into the radial and transversal component using the direction of propagation provided by MUSIC array analysis ;
- Covariance matrices at individual sensors are computed and averaged to stabilize the polarization estimates over the whole array (Jurkevics, 1988). Because of the good coherence between waveforms we did not perform any correction for phase propagation before taking the average covariance matrix ;
- Apparent inclination and apparent degree of polarization are estimated.

When multiple waves having a close frequency content are identified in the same time window, this polarization analysis should only give a mean estimation of dominant polarization features.

Diagonal elements of the covariance matrix are proportional to the energy carried by radial, transversal and vertical components. The energy contained in a time-frequency window is first evaluated as follows :

$$E_{total} = \left( \underbrace{\frac{uu^*}{2}}_{radial} + \underbrace{\frac{vv^*}{2}}_{transversal} + \underbrace{\frac{ww^*}{2}}_{vertical} \right) / 3$$

with  $dt$  the sampling time and 2 the factor to go back into energy expressed in time domain.

MUSIC is working around a frequency  $f_o$ , ( $f_{min} < f_o < f_{max}$ ) and on a time window of length  $T$  ( $T \approx \frac{2}{f_{min}}$ ). As the time step used to select time-frequency windows was fixed to  $\Delta T (< T)$ , the same wave (characterized by its main frequency content, back-azimuth) would be identified several times through overlapping time windows, leading thus to an overestimation of real energy. Besides, we have to take into account the case of correlated waves. We thus scaled  $E_{total}$  as follows :

$$E_{total}^i = E_{total} \times \frac{P_i}{P_q} \times \frac{t^i}{T}$$

with  $E_{total}^i$ , the energy carried by the wave  $i$ ,  $E_{total}$  the total energy of the time-frequency window,  $P_i$  the power of the wave  $i$ ,  $P_q$  the total power of the  $q$  waves ( $P_q = \sum_{i=1}^q P_i$ ), and  $t^i$  the nonoverlapping time delay. When processing the covariance matrix for evaluating energy, we did not filter signals before rotating components and evaluating covariance matrix since the ratio of energy carried by a wave is given by the following ratio  $\frac{P_i}{P_q}$ . This way of retrieving energy needs only one description of the wave ( $t^i = T$ ) to get the whole energy carried by that wave within the time delay  $T$ .

TAB. 3.1 – Type and propagation parameters of synthetic signals. BAZ indicates the source back-azimuth.

Signal #	BAZ (°N)	V (m/s)	Dominant frequency (Hz)	Time occurrence (s)	Type of signal
1	45	1000	$\approx 5$	6 - 6.5	Gaussian-modulated sinusoidal pulse
2	0	500	$\approx 5$	6 - 6.5	Gaussian-modulated sinusoidal pulse
3	22	2000	from 2 to 6	5 - 7.5	Altes signal in time domain
4	225	1500	8	3.75 - 8.75	sinusoidal signal

### 3.2.10 Test simulations

We now present three simulations. The first one illustrates MUSIC ability to determine waves in difficult scenarios involving multiple arrivals and correlation phenomena; the second one underlines the bias caused by some particular correlation phenomena. The last one deals with propagation of dispersive surface waves across the array, and shows that the MUSIC technique is available to estimate polarization and energy of waves.

#### 3.2.10.1 Multiple arrivals of correlated, non-stationary and stationary waves

We first propagated across the small array a combination of four waves : two correlated pulses (i.e., 2 transients with the same frequency content and two different azimuths), a non-stationary and a stationary wave. Some spatially white noise was added. Propagation properties as well as the kind of wavelet are listed in Table 3.1. Figure 3.16a displays the signal generated at the center of the array and its theoretical time-frequency representation. We plot in Figure 3.16b the MUSIC estimated time-frequency representation and in Figure 3.16c and 3.16d the estimated back-azimuth and velocity as a function of time, respectively. One can see that MUSIC identified all waves with accurate parameters and an accurate description of the time-frequency distribution.

Nevertheless, one can observe that around 8 Hz, estimated frequencies are dispersed. This scattering is caused by the low signal-to-noise ratio ( $SNR$  of about 2.5 in frequency domain) of that stationary wave and by interferences with other signals. In order to illustrate such  $SNR$  effect, we also propagated across the array two sinusoidal waves : one is propagating with a frequency of 3 Hz and the other one with a frequency of 7 Hz. Propagation velocity for both waves is 1000 m/s, the propagation direction of the 3 Hz wave is N0 and for the 7 Hz wave N90. Spatially white noise was added such that  $SNR$  ranged from 0.5 to 50. Figure 3.17 displays the absolute frequency, angular and velocity spread between the theoretical values and those estimated by MUSIC as a function of  $SNR$ . One can see that as  $SNR$  decreases, the performance of MUSIC also deteriorates since larger spread values are observed at low  $SNR$ . The worst estimates however are found for the wave propagating at 7 Hz. It can be explained by the higher sensitivity of that high frequency wave - and for the type of noise added here - to the interference between noise and

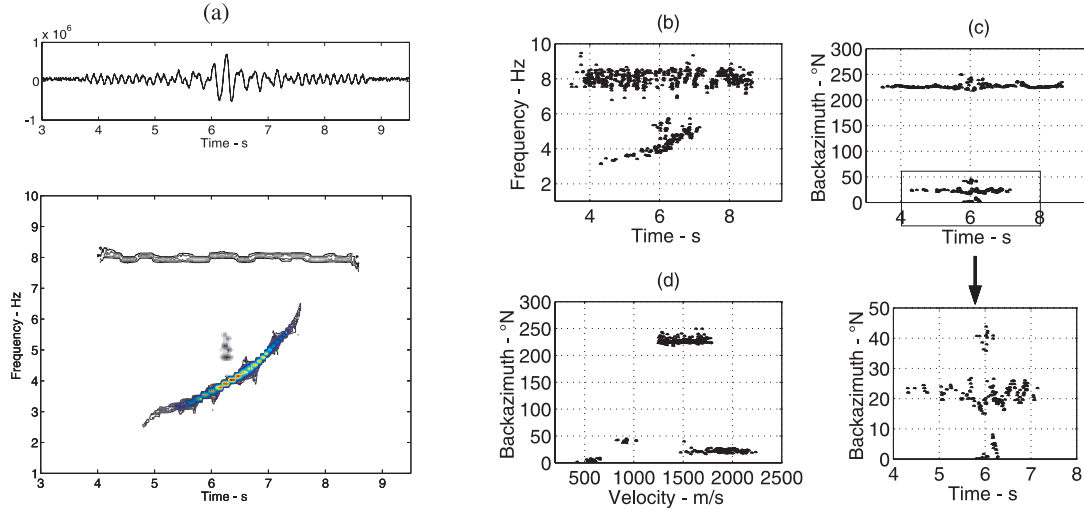


FIG. 3.16 – a) Synthetic signals generated at the center of the inner array and its theoretical corresponding time-frequency representation, b) estimated time-frequency distribution, backazimuth as a function of c) time and d) velocity.

signal : the signal waveform in time domain is modified which leads to a shifted frequency and consequently mislocation of the MUSIC spectrum peaks (Goldstein and Archuleta, 1991). As a consequence, errors on velocity and back-azimuth values are larger, especially for the estimated propagation velocity that depends not only on peak location but also on frequency.

When coming back to Figure 3.16, velocity estimation appears to be much more unstable than the back-azimuth. Larger dispersion is observed for larger propagation velocity. Since velocity standard deviation for these four waves is at most 100 m/s, we can invoke, as above, the effect of noise and frequency shift to explain such features.

### 3.2.10.2 Sensitivity of MUSIC to some particular correlation phenomena

We now consider the case of two correlated waves crossing at the same time the array. If propagation velocities are very different (typically more than 500 m/s at 0.3 Hz), MUSIC gives accurate estimates of wave parameters; in other cases however, estimations are much more unstable. We therefore present here only cases of two stationary waves (sinusoids) with identical velocity crossing the large array. We consider different frequencies 0.3, 0.5 and 0.8 Hz and identical propagation velocities of 500, 1000 and 2000 m/s. The direction of one source was fixed at  $N0$ ; the direction of the second one varied from  $N45$  to  $N315$ . Spatially white noise was added leading to a  $SNR$  of 10 in the frequency domain. Figure 3.18 displays estimates of back-azimuth and velocity as a function of angular spread between the two sources. In the case of small velocity values ( $v = 500$  m/s) and regardless of the frequency, MUSIC detects two signals with accurate back-azimuth and velocity estimates except when they propagate in exactly opposite directions ( $N0$ - $N180$ ). When velocity is larger however, MUSIC identifies either one or two signals. In that

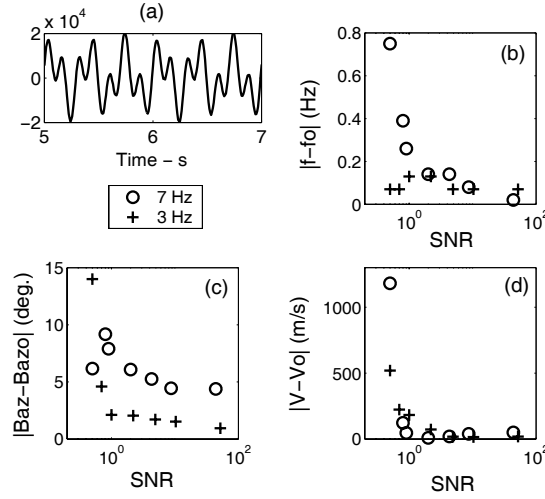


FIG. 3.17 – Effects of signal-to-noise ratio ( $SNR$ ) : a) two sinusoidal signals propagating simultaneously across the inner array at frequencies 3 and 7 Hz (the propagating back-azimuth is respectively N0 and N90 and the propagation velocity is 1000 m/s); here  $SNR = 50$  and the sampling frequency is 125 Hz ; b) Absolute frequency spread between the theoretical frequency of the wave  $f_0$  and the MUSIC estimated one  $f$  ; c) Absolute angular spread between the theoretical back-azimuth of the wave  $Bazo$  and the MUSIC estimated one  $Baz$  ; d) Absolute velocity spread between the theoretical velocity of the wave  $V_0$  ( $V_0 = 1000$  m/s) and the MUSIC estimated one  $V$ .

latter case, if the angular spread is large enough, estimate of back-azimuth is correct ; if not, the identified back-azimuth is the mean value of the two source back-azimuths. The minimal resolvable angular spread was found to be  $90^\circ$  at frequencies 0.3 and 0.5 Hz and for a velocity of 2000 m/s. Furthermore, velocities are generally largely overestimated compared to the theoretical ones especially for a theoretical velocity of 2000 m/s (up to a factor of two). Thus, correlated waves propagating with close velocities will lead to 1) a non-identification of one of the wave, 2) a bias on the  $f$  estimated back-azimuth when sources are spatially close together, and 3) a systematic overestimation of velocities in case of large propagation velocities.

### 3.2.10.3 Polarization and energy

The next simulation is intended to test the ability of MUSIC for estimating wave types and energies for dispersive, polarized waves. By using the velocity model indicated in Table 3.2, we successively propagate across the outer array three waves : a) a dispersive Rayleigh wave with a back-azimuth of N200, b) a dispersive Love wave with a back-azimuth of N240 and c) a wave generated by the superposition of the previous Rayleigh and Love waves. MUSIC analysis is performed every time sample of seismogram ( $dt = 0.1$  s) between 0.2 and 1.2 Hz. Figures 3.19a and b display results when only one propagating phase (Rayleigh or Love) is considered. One can see that back-azimuth and phase velocity are well estimated. Apparent inclinations are similar

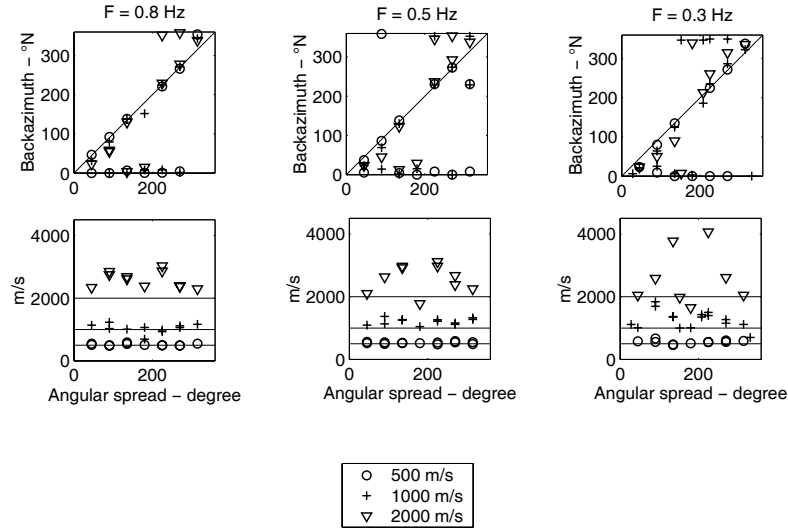


FIG. 3.18 – Simulation of two correlated stationary waves crossing the outer array with the same velocity and at the same time. Azimuth of one source is fixed to NO and azimuth of the second one is varying from N45 to N315. Theoretical propagation velocity of both waves are 500 m/s (circle), 1000 m/s (cross) and 2000 m/s (triangle) and frequencies of waves are 0.3, 0.5 and 0.8 Hz. Top : Estimated back-azimuth as a function of angular spread, line indicates the correct theoretical backazimuth the variable source should have. Bottom : Estimated velocity as a function of angular spread, lines indicate velocities of 500, 1000 and 2000 m/s.

TAB. 3.2 – Physical parameters of the one-layer model used for simulating Rayleigh and Love waves.

Thickness (m)	$V_p$ (m/s)	$V_s$ (m/s)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
700	2600	1500	1.8
$\infty$	5500	3200	2.3

to the theoretical ones and the energy of seismogram is well explained. For the simultaneous combination of the two signals, all propagation parameters and energy are relatively satisfactory estimated (3.19d). It has to be pointed out, however, that the correlation phenomena between the Rayleigh and Love phases introduces some scattering on estimates, especially on apparent velocities.

#### 3.2.10.4 Towards a statistical description of estimates

We previously mentioned that the method requires a time window long enough to describe at least a wave. Thus, one can easily understand that there is a trade-off between the time window length and the time separation between arrivals coming from the same back-azimuth. Besides, the main drawback of MUSIC outlined by many authors (Marcos (1998), Zerva and Zhang (1996), Krim and Viberg (1996)) is the *a priori* knowledge of the number of signals in the records. A wrong evaluation of that number can significantly affect MUSIC performance :

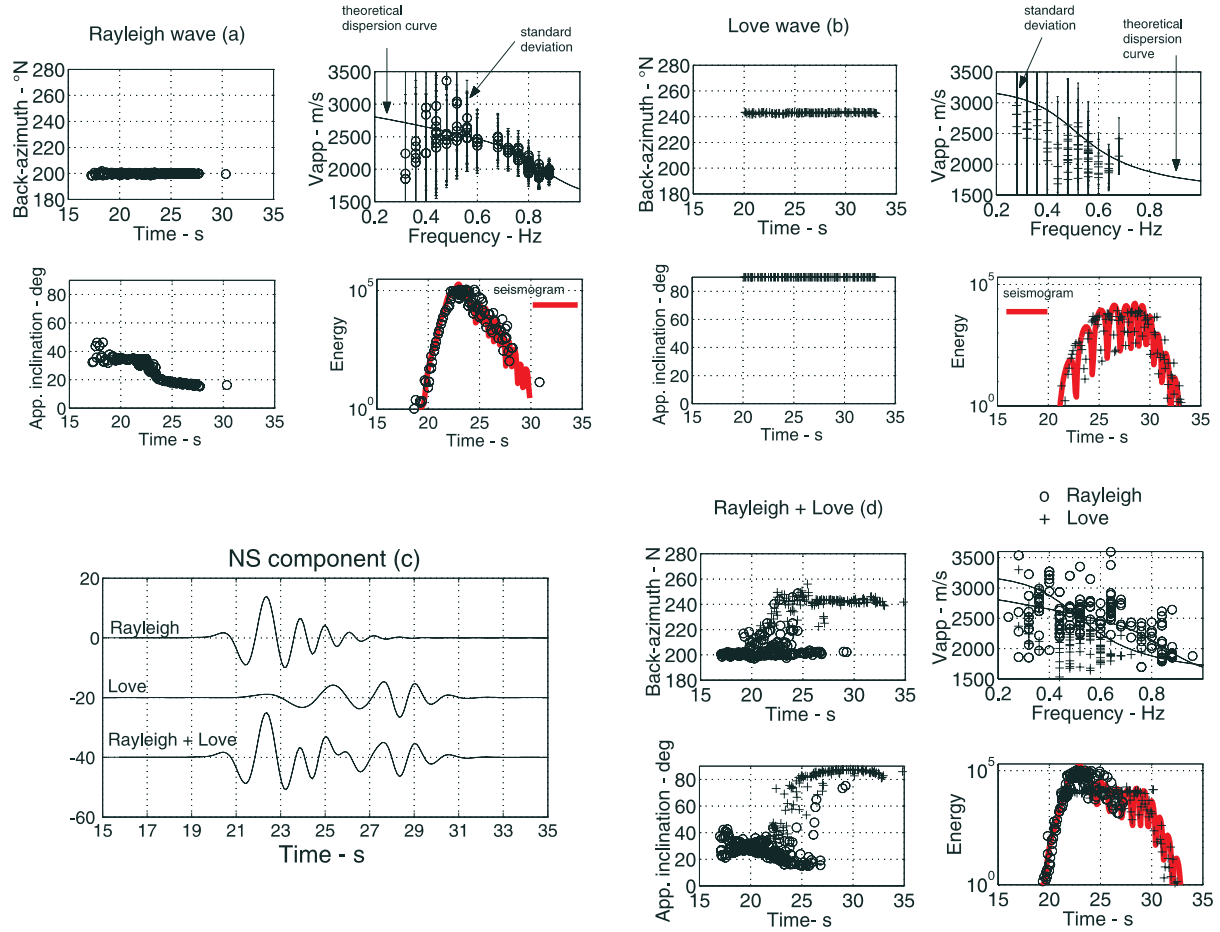


FIG. 3.19 – Estimations of back-azimuth, phase velocity, apparent inclination and energy after array processing of a) a Rayleigh wave propagating across the outer array with a theoretical back-azimuth of N200; b) a Love wave propagating across the outer array with a theoretical back-azimuth of N240; d) the two previous waves simultaneously propagating across the outer array. Signals observed on the NS component in case of the single wave (Rayleigh or Love) and of the mixed-wave are displayed in c). Energy of seismogram is the square of the 3-component amplitudes scaled by the time sampling  $dT$ . Surface waves were simulated using the velocity model indicated in Table 3.2.

an underestimation leads to the identification of a blended wave having wrong parameters and an overestimation leads to the detection of a fictitious wave. On one hand, previous observations pointed out 1) low  $SNR$  produces scattering on estimates, 2) the velocity estimation is much more unstable than the back-azimuth, 3) standard deviation of velocity are expected to be large in some cases, 4) a wrong determination of number of signals may deteriorate MUSIC performance. For an application in Grenoble, we have to cope with the fact that a) the  $SNR$  is low (typically between 2 and 5 for weak motions), b) some numerous mixed wave trains are expected due to the basin geometry and c), the investigation of the entire wave field of seismograms is desired. Therefore, we suggest that a statistical view of estimates after MUSIC is performed should improve the reliability and interpretation of analysis especially by emphasizing redundant estimations.

### 3.2.11 Conclusion

This paper, a first in a series of two, was devoted to the presentation of a methodology for the identification of main energetic contributions of waves crossing a very dense array of seismic sensors on a low signal-to-noise ratio environment. The application of MUSIC array analysis has been carefully investigated for better understanding and estimating effects of inherent site constraints (low signal-to-noise ratio, colored/correlated noise, correlated signals) on wave parameter estimation. Thus,

- the investigation of the most coherent time-frequency part of seismograms allows to focus the analysis on the most relevant part of records and to avoid analysis of noise wave trains, since noise has a correlated distance significantly shorter than that of a signal traveling across the array ;
- the spatial smoothing of the cross-spectral matrix allows to better resolve correlated waves and should reduce effects of correlation between signal and noise ;
- evaluation of the number of signals in the records is performed using actual noise characteristics.

Simulations outlined the ability of MUSIC to handle difficult scenarios involving multiple, non-stationary and correlated waves. Nevertheless, it was shown that estimation is much more unstable for velocity than for the back-azimuth, and that low signal-to-noise ratio can introduce some scattering in estimates. Therefore, it was suggested a statistical view of final estimates is needed to improve reliability of interpretation. Evaluation of 3-component covariance matrix should give enough information on wave polarization characteristics and should give an estimation of the energy carried by each identified wave. In the second paper, we use this methodology to precisely investigate the entire wave field of 18 seismic events recorded by an array settled in the Grenoble basin in order to isolate and quantify diffracted waves.



**Acknowledgments**

We acknowledge Aspa Zerva for providing the original MUSIC code and S. Gaffet, E. Schissele, O. Sebe and R. Archuleta for stimulating discussions. Most of the computations were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l’Observatoire de Grenoble (SCCI). This work was supported by the Pôle Grenoblois des Risques Naturels and the “Programme National de Recherche sur la Prévision des Risques Naturels” de l’Institut des Sciences de l’Univers du CNRS.

### 3.3 Analyse de réseau sur séismes : résultats

Contribution of dense array analysis to the identification and quantification of basin-edge induced waves. Part II : Application to Grenoble basin (French Alps)

C. Cornou, P.-Y. Bard, M. Dietrich

*soumis au Bull. Seism. Soc. Am.*

#### 3.3.1 Résumé

Située dans un bassin sédimentaire profond, l'agglomération grenobloise est sujette à d'importants effets de site caractérisés par une amplification du mouvement du sol et de sa durée conséquente même pour des séismes modérés. Afin d'étudier les effets de site multidimensionnels, un réseau dense de capteurs sismologiques d'ouverture 1 km et composé de 29 capteurs sismologiques 3-composantes fut installé dans l'agglomération durant 4 mois au cours du printemps 1999. 18 séismes (6 séismes locaux, 4 régionaux et 8 télé-séismes) ayant un rapport signal sur bruit respectable furent enregistrés par ce réseau et sont étudiés ici. La complexité du champ d'ondes ainsi que les contraintes inhérentes au site d'étude nous ont amené à expliciter, dans un précédent papier (papier 1), une méthode d'investigation du champ d'ondes basée sur un traitement d'antenne de type MUSIC et sur la cohérence temps-fréquence des formes d'ondes enregistrées. L'analyse dans cette étude de la totalité des sismogrammes montre que le champ d'ondes diffracté existe uniquement au dessus de la fréquence de résonance du bassin. Ce champ d'ondes diffracté est essentiellement composé d'ondes de surface générées sur les bords du bassin. Ces ondes de surface, comportant 60% d'ondes de Rayleigh et 40% d'ondes de Love (cette proportion est réduite à 50% d'ondes de Rayleigh et 50% d'ondes de Love si on ne considère que l'énergie véhiculée par les composantes horizontales), véhiculent quatre fois plus d'énergie que les ondes directes provenant de la source et ce, quel que soit le type d'événement considéré. Par ailleurs, le phénomène de diffraction semble complètement contraint par la géométrie 3D du bassin quels que soient la distance et l'azimut de l'épicentre. Une étude des contributions relatives des effets 1D et 2D/3D semble montrer, du moins à basse fréquence, que la différence observée entre les rapports spectraux (SSR) et la fonction de transfert ou les rapports H/V (Fonctions récepteurs et Nakamura) serait causée par ces ondes de surface se propageant latéralement. Aussi, on peut se demander si un simple rapport entre le rapport SSR et le rapport H/V ne serait pas susceptible de fournir une estimation de la proportion d'ondes de surface localement générées.

#### 3.3.2 Abstract

Settled on a deep sediment filled valley, the city of Grenoble (French Alps) faces important site effects : large amplification and significant duration increase of large ground motion even for moderate size events. In order to study multi-dimensional site effects, a very dense array

composed of 29 3-component seismometers over a 1 km aperture was operated during spring 1999 in the center of the city. A total of 18 events (6 local, 4 regional and 8 teleseismic) with an acceptable signal-to-noise ratio could be recorded over a 4 month period. The complexity of the wave field and *in situ* seismic noise constraints led us to develop a procedure based on time-frequency coherence and MUSIC algorithm to identify and characterize wave arrivals (this issue ; paper 1). Applying the procedure to the 18 records, it clearly exhibits that ground motion inside the valley is dominated by basin-edge induced waves which carry four times more energy than the incident wave field regardless of the type of event considered. In addition, the diffracted wave field is composed of 60% of Rayleigh waves and 40% of Love waves when considering energy carried by the three components . If one considers only the energy of horizontal components, this proportion reduces to 50% of Rayleigh waves and 50% of Love waves. The diffraction phenomena is mostly constrained by the 3D structure of the basin regardless of the azimuth of the event. A study of relative contribution of 1D and 2D/3D effects on recorded ground motion suggests, at least at frequencies below 1 Hz, that the difference between standard spectral ratio (SSR) and 1D transfer function or H/V ratio (Receiver Function and Nakamura estimates) might be due mainly to laterally propagating waves. Therefore, a simple ratio between SSR and H/V ratio should provide the proportion of edge-generated surfaces waves.

### 3.3.3 Introduction

Over the past few decades many earthquakes have pointed out the importance of multi-dimensional site effects in increasing damages. Recently, it has been shown that basin edge effects were responsible for the peculiar damage distribution during the 1995 Kobe earthquake (“damage belt” ; Kawase, 1996). Generation of surface waves at the edges of a basin and their subsequent trapping within the sediment fill lead to increased amplification and duration of ground motion and have been extensively studied with numerical modelling. However, direct observations of basin-edge-induced waves are still rare and have generally been observed only as longer-period surface-wave modes propagating in large size valleys (Kagawa *et al.*, 1992 ; Kinoshita *et al.*, 1992 ; Phillips *et al.*, 1993 ; Frankel *et al.*, 1994 ; Hatayama *et al.*, 1995 ; Field, 1996 ; Malagnini *et al.*, 1996). In small size structures, where fundamental resonances are generally at shorter period ( $< 1$ s), there are only very few direct observations of such locally generated surface waves (Euroseistest site near Thessaloniki, Riepl (1997) ; Caille Valley in French alps, Gaffet *et al.* (1998) ; Colfiorito in Central Italy, Caserta *et al.* (1998) and Rovelli *et al.* (2001) ; Parkway in New Zealand, Chavez-Garcia *et al.* (1999)). In most cases, evidence of such locally edge-generated surface waves have been inferred from the fact that 1D modeling could not explain observed amplitudes. That was the case in the Marina District in San Francisco (Liu *et al.* (1992), Graves (1993)), in the Ubaye valley in French Alps (Jongmans and Campillo, 1993) and in the Grenoble city in French Alps (Lebrun, 1997).

The city of Grenoble is indeed located in a small-size deep sediment-filled basin, typical of almost all alpine valleys, and faces important site effects. Observations from the French permanent accelerometric network (RAP, <http://www-rap.obs.ujf-grenoble.fr>) and studies conducted by Lebrun (1997) showed a large amplification (up to ten times the reference rock incident wave amplitude motion) in the frequency band from 0.2 to 5 Hz and an important increase of ground motion duration throughout the basin for moderate size seismic events. Furthermore, Lebrun (1997) observed that amplification provided by standard spectral ratios (reference-station technique usually called standard spectral ratio; Borchardt, 1970) was systematically at least two times higher than the amplitude of the H/V peaks derived either from earthquakes (Receiver Function technique; Langston, 1979) or from noise (Nakamura, 1986). Figure 3.20 reproduces some of the spectral ratios computed by Lebrun (1997) after a 2.5 Ml event occurring 15 km east from the city center. The four spectral ratios correspond to four different locations in the city center. The standard spectral ratio is characterized by a flat amplification over a wide range of frequency that is not observed on other curves. Therefore, Lebrun (1997) proposed that only 2D/3D effects of basin-edge-induced waves within the range 0.2 to 5 Hz could explain such discrepancies. This suggestion was supported by numerical simulations (up to frequency 1.6 Hz) of ground motion in the Grenoble basin (Cotton *et al.*, 1998; Bard *et al.*, 1999) that outlined the large complexity of wave propagation with important trapping effects within the basin and multiple diffraction by sharp borders.

Thus, the major aim of this present study is first, to identify and characterize the basin-edge induced waves and secondly, to try to quantify the importance of the diffracted wave field. This last point should contribute to a better understanding and evaluation of 2D/3D effects in order to improve the relevancy of classical 1D site effects evaluation. Some recent work (Field, 1996; Chavez-Garcia *et al.*, 1999; and Chavez-Garcia & Faccioli, 2000) have been conducted in that sense. Field (1996) observed by comparing spectral ratio computed from different lengths of the time series that 2D effects increase spectral amplification by a factor of 2 in the Coachella valley. Chavez-Garcia *et al.* (1999) concluded in the case of the Parkway valley that it was not possible to separate 1D and 2D effects because of their contribution to the same frequency band. They correlated, however, the scatter observed on spectral ratio with the production of edge-generated surface waves. Chavez-Garcia & Faccioli (2000) proposed a way to include complex site effects in design spectra for seismic regulations.

In small size structures, dense array analysis are generally required to study the diffracted wave field (Caserta *et al.*, 1998; Gaffet *et al.*, 1998; Chavez-Garcia *et al.*, 1999; Rovelli *et al.*, 2001). We thus installed a very dense array of 3-component seismological stations within the city of Grenoble. The array operated during spring 1999 and recorded teleseismic, regional and local events. We used the array analysis method described in an accompanying paper (this issue, hereafter referred to as “paper 1”) to investigate the entire wave field of the 18 best signal-to-noise

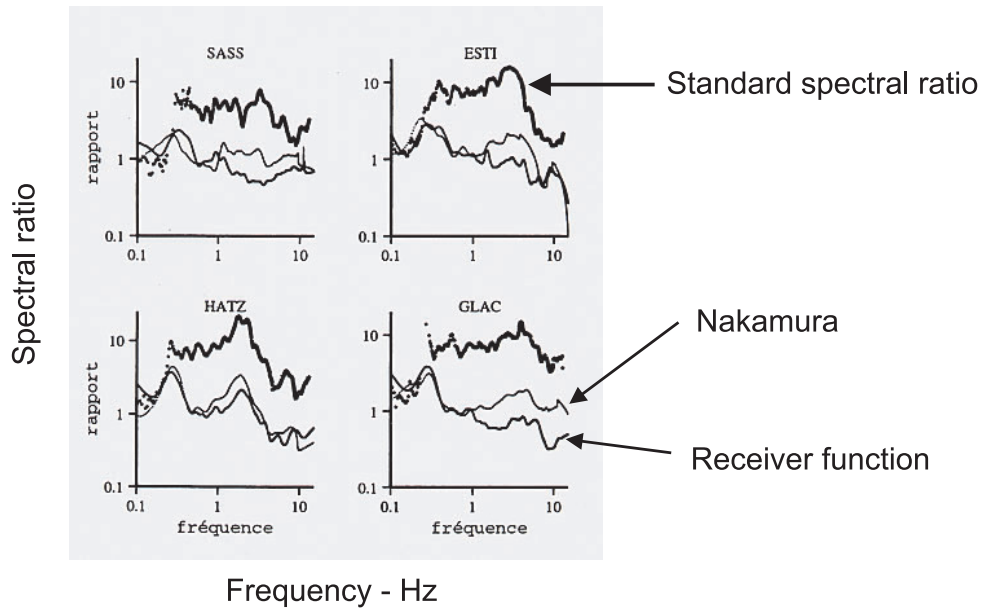


FIG. 3.20 – Example of spectral ratios obtained at four different sites in Grenoble city for a 2.5 Ml seismic event occurred 15 km far from Grenoble. The thick line represents soil/bedrock spectral ratio, and the thin lines indicate spectral ratios computed from seismic noise (Nakamura, 1996) and from recorded earthquakes using the receiver function method (Langston, 1979). *Reproduced from Lebrun (1997).*

ratio events we recorded. This array analysis is mainly based on a combined procedure based on signal coherence between array sensors and MUSIC analysis (Goldstein and Archuleta, 1987).

In this paper, we first describe the main characteristics of the Grenoble99 experiment and present the seismic events that are investigated in that study. Next, we present evidence of the diffracting and trapping wave effects of the basin at low frequency and high frequency. The primary diffractors are tracked and the nature of the diffracted wave field is detailed. Importance of the diffracted wave field is then quantified. Finally, we try to interpret the difference between standard spectral ratio (SSR) and 1D estimates or H/V ratios in terms of diffracted wave field.

### 3.3.4 The Grenoble99 experiment

#### 3.3.4.1 Quick overview

Geological and geophysical characteristics of the Grenoble basin were described in paper 1. We only recall here the most important points. The sedimentary fill consists of late quaternary post-glacial deposits overlaying Jurassic marls and a marly limestone substratum. Several geophysical surveys have been conducted in recent years using different techniques : gravimetry (Vallon, 1999), active reflection and refraction seismic (Dietrich *et al.*, 1999), microtremor recordings (Bettig *et al.*, 2001 ; Lebrun *et al.*, 2001). These methods were recently calibrated and validated by the drilling of a deep borehole in the NE branch of the valley (Lemeille *et al.*, 2000), which

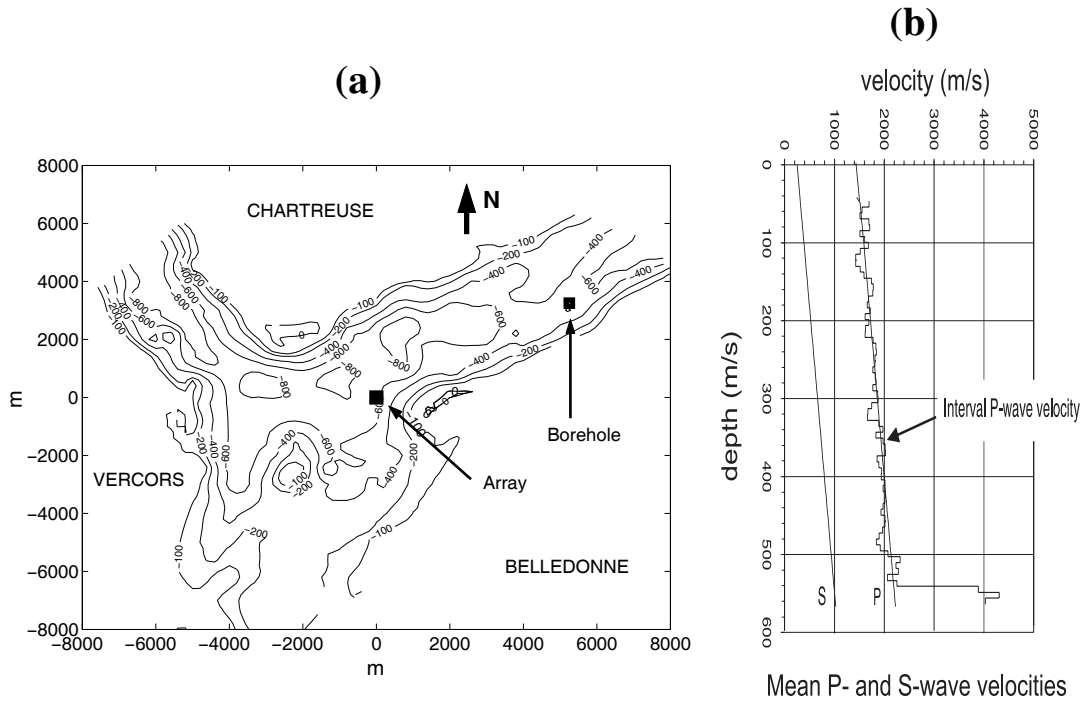


FIG. 3.21 – a) Contour map of the depth of the basement based on gravimetric studies (Valon, 1999). Gravimetric experiment involved 419 measured points, with a mean density of 4.7 points/km<sup>2</sup> in basin and 0.6 points/km<sup>2</sup> in near topography. b) P- and S- wave mean velocity profile derived from borehole data (Dietrich *et al.*, 2001)

reached the marly substratum at 532 m depth. This borehole provided a reliable view of both the depth of the sediment/bedrock interface and of the P- and S-wave velocity profile (Figure 3.21b).

In addition, Lebrun *et al.* (2001) conducted a site effect study within the area and observed a fundamental resonance at 0.3 Hz corresponding to the whole quaternary deposit, and another one near 3 Hz that they assigned to a thin surface layer. A temporary dense array composed of 29 three-component seismic sensors was installed in the eastern part of the city as indicated in Figure 3.21a. Figure 3.22 shows the array geometry that is mainly composed of a small-aperture array (inner array) equipped with short-period sensors (L22, with a flat response between 2 and 50 Hz) and a larger one (outer array) equipped with wider-band sensors (Le3D/CMG40 with a flat response from 0.2/ 0.05 to 50 Hz), respectively.

### 3.3.4.2 Data

The experiment lasted 4 months from February to May 1999. The stations were operated in a continuous recording mode. Although a total of 36 seismic events were recorded, we selected for this study a subset of 18 only, based on two criteria : a) their satisfactory signal-to-noise ratio, b) a minimum value of available simultaneous recordings of 8 and 11 when using outer and inner

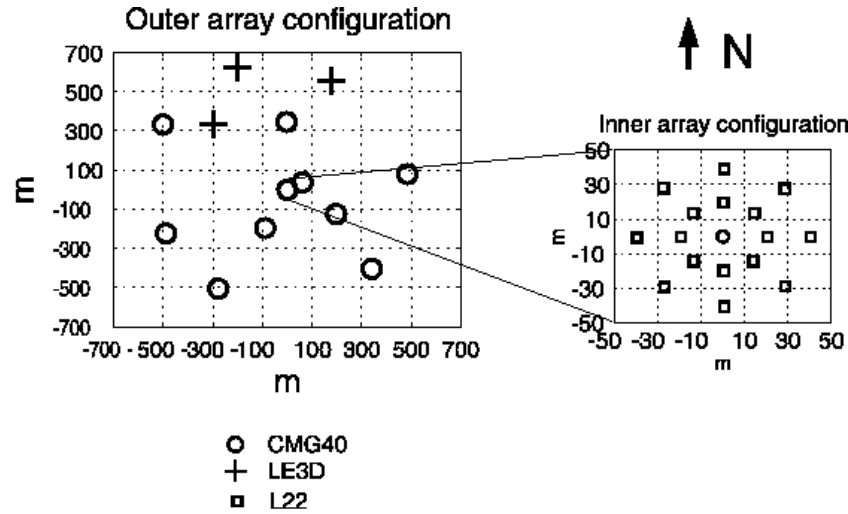


FIG. 3.22 – Array geometry of outer and inner array.

array, respectively. Event main characteristics are listed in Table 3.3, where they are arranged in three datasets according to their epicentral distance. We thus distinguish local, regional and teleseismic events. Figure 3.23 displays examples of L1, R1 and T8 events recorded at the center of the inner array. As the analysis method described in paper 1 requires very precise time, instrumental correction was done each time we mixed different types of sensors. This correction consisted of a removal of the instrumental response and then a convolution by the response of the shortest band sensor available in the dataset. Thus, a dataset composed of only CMG40 was used to study wave propagation below 0.2 Hz, a dataset composed of Le3D and CMG40 was used for frequencies between 0.2 Hz and 1 Hz and L22 sensors and one CMG40 were used for frequencies above 1 Hz.

### 3.3.5 Evidence of 3D diffraction effects

#### 3.3.5.1 Teleseismic events

Out of the eight teleseismic events, four exhibited clear wavetrains (surface waves) propagating at frequencies below 0.2 Hz. Figure 3.24a presents, for each of the four events, the distribution of the identified back-azimuth as a function of frequency, for all the time-frequency windows that were processed with MUSIC. For frequencies below 0.2 Hz, identified back-azimuths are nearly the same as the great-circle back-azimuth to the epicenter while above 0.2 Hz, arrivals are extremely scattered and come from every direction. Dispersion around theoretical back-azimuth observed below 0.2 Hz may come from either the lack of resolution due to the seven element array (CMG40, see paper 1), or from scattering of surface waves by regional scale heterogeneities. Cotte *et al.* (1999) have shown indeed that in the western Alps this deviation can reach 30°

TAB. 3.3 – Parameters of events used in this study. Local (L), regional (R) and teleseismic (T) events are listed from the top to the bottom of the table. *BAZ* is the great-circle back-azimuth from the array and *Dist.* the epicentral distance in km. Characteristics of local and regional events were provided either by French Sismalp or Renass networks. *Co* is the coherence threshold used to select most time-frequency coherent windows (see paper 1) and *N* is the mean number of time-frequency windows processed by MUSIC (average number over the 3 components). For regional events, when two values for *Co* and *N* are indicated, the first one corresponds to analysis below 1 Hz and the second one for analysis above 2 Hz.

Event	Date	Origin time (UT)	Lat. (°N)	Lon. (°E)	Depth (km)	Mag.	BAZ (°N)	Dist. (km)	Co	N
L1	99/02/03	16 :20 :25.04	45.03	5.76	1.4	2.5 Ml	178	16	0.95	2200
L2	99/03/11	17 :16 :08.69	45.03	5.75	-	1.6 Ml	181	16	0.95	1400
L3	99/04/13	07 :48 :36.50	45.19	5.33	5.0	2.1 Ml	272	33	0.95	2100
L4	99/04/23	06 :25 :59.89	45.03	5.75	-	1.7 Ml	181	17	0.95	2100
L5	99/05/03	13 :07 :51.66	45.40	5.73	9.8	2.0 Ml	356	25	0.95	1800
L6	99/05/05	01 :37 :57.90	45.03	5.74	0.4	2.1 Ml	183	17	0.95	2100
R1	99/02/14	05 :57 :55.25	46.80	7.13	9.0	3.9 Ml	30	209	0.95 / 0.98	700 / 900
R2	99/04/30	03 :30 :27.27	43.80	21.35	10.0		92	1170	0.95	1100
R3	99/04/30	20 :59 :04.54	44.01	8.36	0.	2.9 Ml	121	213	0.95 / 0.97	700 / 1000
R4	99/05/14	18 :25 :30.67	46.81	7.94	0.	3.6 Ml	42	209	0.95 / 0.97	600 / 1200
T1	99/02/14	21 :12 :24.00	-16.47	168.4	-	6.2 Ms	33	11215	0.95	800
T2	99/02/25	18 :58 :29.00	51.92	105.90	-	5.8 Ms	44	6825	0.97	1600
T3	99/03/28	19 :05 :11.00	30.89	79.80	-	6.6 Ms	77	6460	0.95	1700
T4	99/04/03	06 :17 :02.12	-16.38	285.0	-	6.6 Ms	252	10580	0.95	1100
T5	99/04/05	11 :07 :44.73	-8.58	145.20	-	5.9 Ms	56	14400	0.96	1200
T6	99/05/05	22 :41 :46.62	15.77	268.6	-	5.9 Ms	286	9330	0.90	800
T7	99/05/06	23 :00 :50.82	29.00	51.50	-	6.3 Ms	98	4375	0.97	2200
T8	99/05/08	19 :44 :38.82	48.17	155.60	-	6.3 Ms	20	9255	0.90	1400



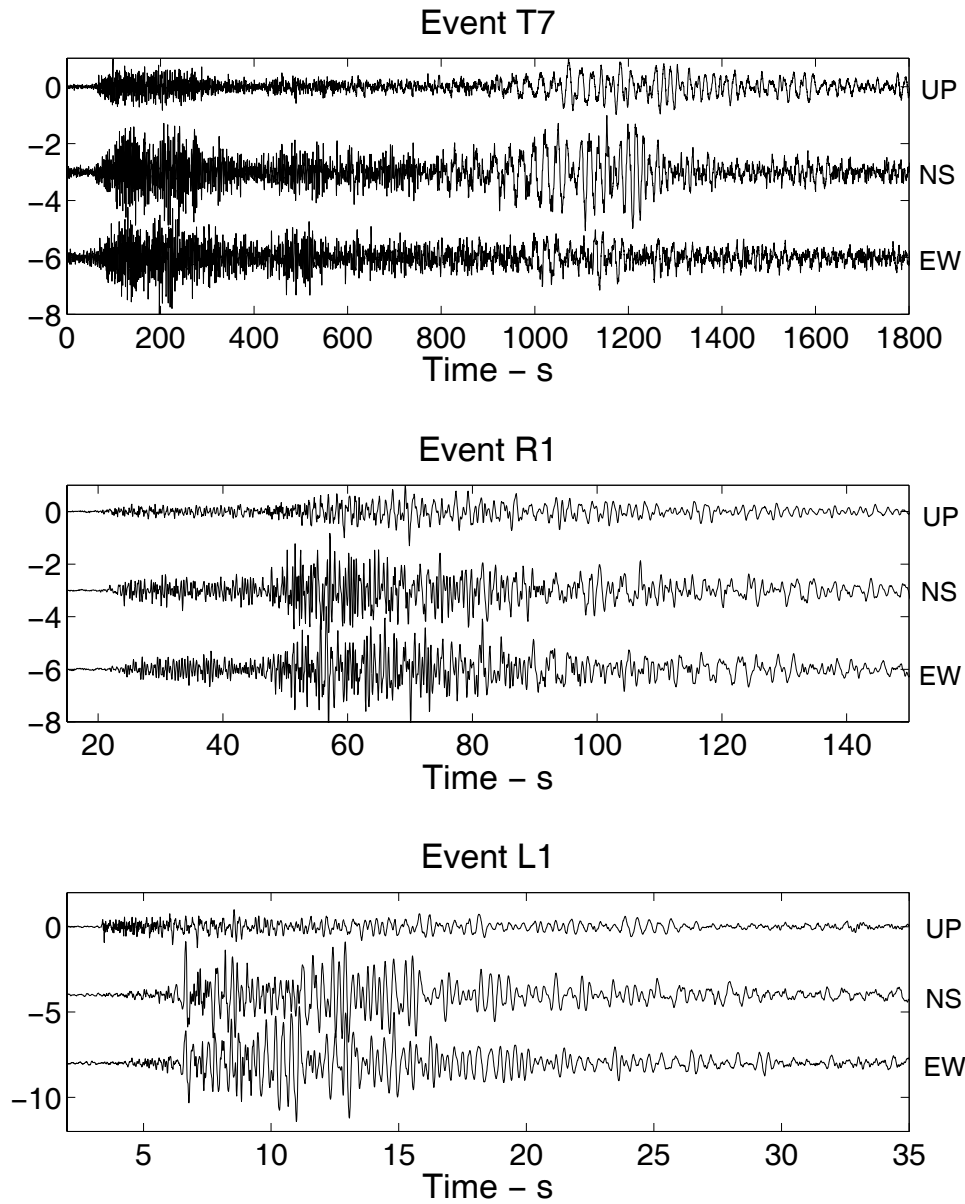


FIG. 3.23 – Example of seismic events recorded by the sensor located at the center of the array.

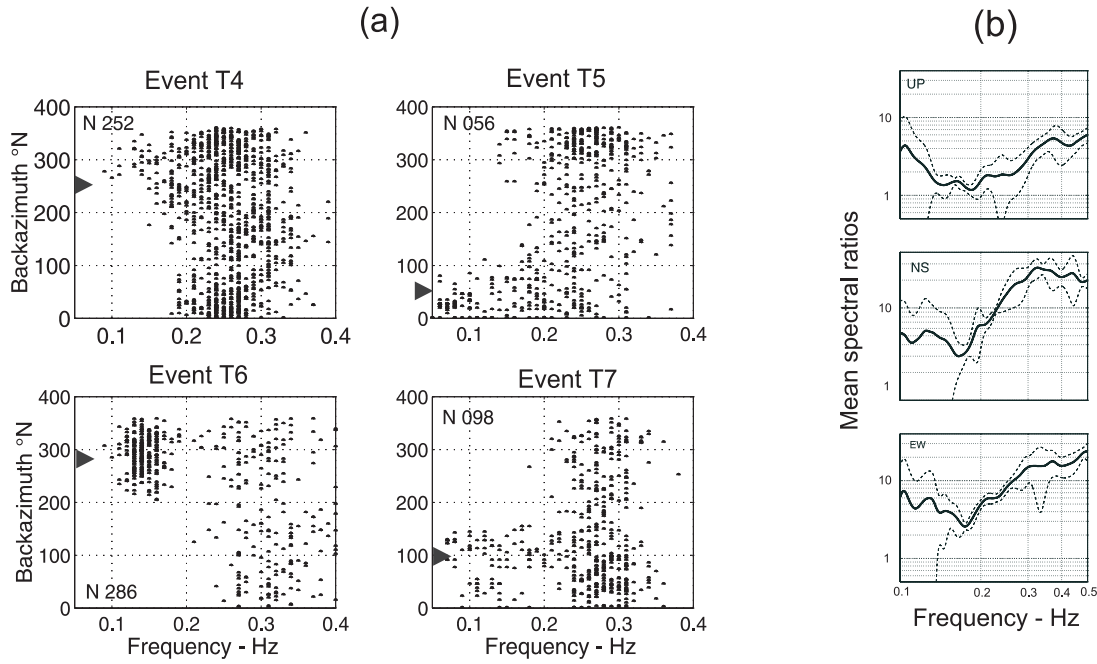


FIG. 3.24 – a) back-azimuth of identified wavetrains as a function of frequency for the 4 teleseismic events. b) Spectral ratios between one CMG40 of the array and the SSB reference station. Spectral ratios were computed on the first 300 s of the four teleseismic events. Thick line indicates mean spectral ratio and dashed line is the mean  $\pm$  standard deviation.

for long-period surface waves. This 0.2 Hz threshold frequency agrees with the mean resonant frequency of the basin evaluated by Lebrun *et al.* (2001) and outlines that incident waves with a frequency content lower than the resonance frequency are not significantly influenced by the basin.

Another indication of this behavior is obvious when computing spectral ratios between recordings of one CMG40-sensor of the array and the SSB station from the Geoscope network. The SSB station is located 100 km westward of the array center and is equipped with a STS1 sensor. Spectral ratios were computed using the first 300 seconds of signal; time series were tapered using a 10% Hanning window and the amplitude spectrum were smoothed using the Konno and Ohmachi (1998) formulation with a frequency width factor  $b = 40$ . One can see (Figure 3.24b) that below 0.2 Hz no amplification within the basin is observed whereas above the frequency threshold (from 0.2 to 0.5 Hz) amplification is huge, emphasizing once again the filtering and trapping wave effects of the structure.

### 3.3.5.2 Local events

Four of the six local events are aftershocks of a 3.5 Ml local event which occurred two weeks before the beginning of the experiment. The back-azimuth of the events is N180. These aftershocks, listed as events L1, L2, L4 and L6 in Table 3.3, present the same patterns during the very

first seconds of the ground shaking. Frequency content of first arrivals ranges from 5 to 15 Hz, but the most energetic arrivals are near 7 Hz. We detailed with MUSIC the P wave signal (before onset of the direct S wave) of the L6 event (Figure 3.25). As the frequency content of the ground motion is high, we considered, in that case only, a Nyquist wavenumber of 0.2 rad/m instead of the one considered in paper 1 (0.1 rad/m). As a consequence, we checked for each time window processed by MUSIC, that the identified wave was not an aliased one (see paper 1 for more explanation). Figure 3.25b shows identified back-azimuths as a function of frequency for both components (we simply plot on the same figure results from the UP, NS and EW components). Apparent inclination from the vertical of the direction of maximum polarization and apparent linear polarization are then computed by using  $t - f$  windows that were used to process the NS and EW component (Figure 3.25c and d).

Until 2.6 s the motion is vertically incident with high linear polarization indicating pure body waves. Values of back-azimuth show that the very first motion comes from N120. Then the main azimuthal trend is a linear deviation of back-azimuth up to N220. This suggests that the incident wavefront coming from the south was deviated by the basin edges as shown on 3.25e. The main waveform occurring between 2.6 and 3 s is coming from N150 with a dominant frequency of about 10.7 Hz. Particle motion (Figure 3.25f) computed on this waveform after correcting from back-azimuth indicates that this wave is a Rayleigh wave. This wave crossed the array around 1.1 s after the very first motion. Assuming that P- and S- waves velocities are 6000 and 3400 m/s in the substratum, the time difference we should observe between first arrivals of P- and S- wave is about 2.2 s. It becomes thus clear that this high-frequency Rayleigh wave was generated at the edge of the basin that is, along the N150 direction, about 1 to 1.5 km far from the array.

### 3.3.6 Statistical view of estimates

Thus, from these two examples, it is obvious that the 3D structure of the Grenoble basin significantly affects the wave field inside the valley. As it is impossible to follow the wave field in its whole complexity, we will try in the following to outline the main characteristics of the diffraction phenomena through a statistical analysis of MUSIC estimates.

#### 3.3.6.1 Selection of identified waves

When investigating the wave field of seismic events, we first evaluated on each of the three-components the time-frequency ( $t - f$ ) windows exhibiting the most spatially coherent signals (see paper 1). Values of coherence threshold and number of  $t - f$  windows processed with MUSIC are indicated in Table 3.3. Next, MUSIC array analysis was performed separately on the three components. As mentioned in paper 1, body and Rayleigh waves should in principle be simultaneously identified on all three components and Love waves on both horizontal components.

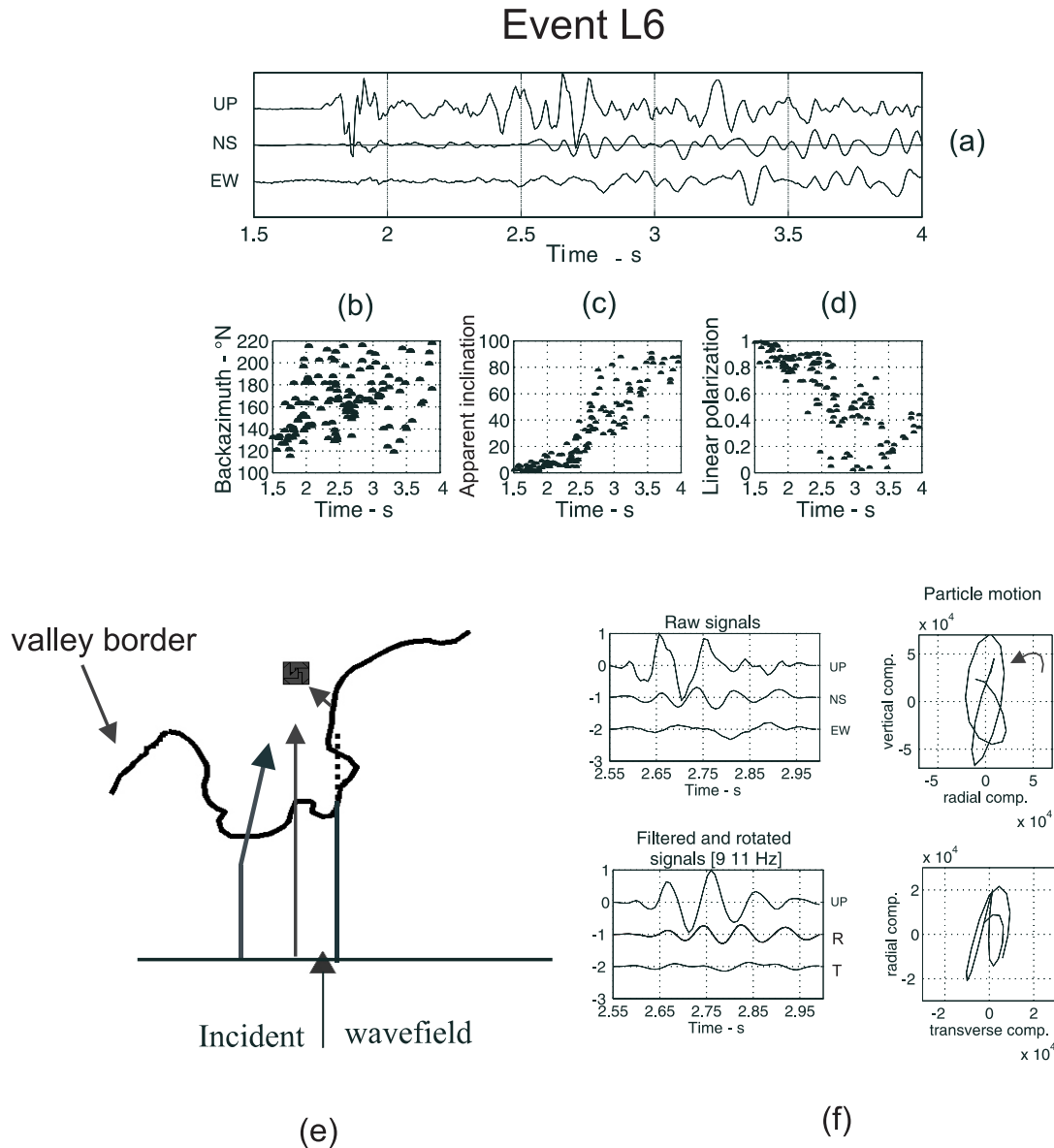


FIG. 3.25 – Evidence of diffraction of incident wavefront by the basin border for event L6. a) first 2.5 seconds of the 3-component seismogram for the sensor located at the center of the small array ; b) back-azimuth as a function of time for the NS and EW component all together ; c) Apparent inclination angle ; d) Apparent linear polarization e) Simple scheme depicting diffraction of incident wavefront ; f) Particle motion over the [2.55 2.98 s] window (horizontal components are rotated into radial and transverse one and band-pass filtered between 9 and 11 Hz).

After array analysis is performed, we kept only those waves identically identified with respect to back-azimuth and frequency content on both horizontal components. For such a selection, back-azimuth has to be within a deviation of  $10^\circ$  and frequencies within a deviation of 0.05 Hz and 0.25 Hz for studies below 1 Hz and above 1 Hz, respectively. We did not use apparent wave velocity as a criteria for wave selection because this parameter is much more unstable compared to other attributes (Zerva and Zhang, 1996 ; paper 1). When the final selection of waves is done, rotation of components and subsequent polarization and energy estimations are performed using the 3-component covariance matrix (paper 1).

### 3.3.6.2 Statistical merging of estimates

As introduced above, we allowed some deviations on frequency and back-azimuth when tracking waves identically identified on both horizontal components. We also mentioned in paper 1 that a statistical description of final estimates (frequency, velocity and back-azimuth) should enhance the reliability of results. Thus, we aggregated the results by using time/back-azimuth/frequency grids. The grid steps used here are  $0.2 s \times 10^\circ \times 0.5 Hz$  when studying above 1 Hz and  $5 s \times 10^\circ \times 0.1 Hz$  when looking at estimates below 1 Hz. In other words, we considered as identical all waves within the same grid cell. In the following results, we especially used a back-azimuth/frequency ( $BF$ ) representation, regardless of the time window for which the waves were identified. We computed the back-azimuth and energy density as follows :

- each cell  $b(\Theta, F)$  of the back-azimuth density is defined as

$$b(\Theta, F) = [\sum_{i=1}^M N_i(\theta, f)]/B, \quad B = \max_{\theta, f} [\sum_{i=1}^M N_i(\theta, f)]$$

with  $M$  the total number of windows processed by MUSIC,  $N$  the number of waves propagating at a frequency  $f$  and with a back-azimuth  $\theta$  that fell into a grid cell  $(\Theta, F)$  of the  $BF$  grid.  $B$  is the maximum number of back-azimuth of the whole  $BF$  grid so that  $b(\Theta, F) \leq 1$ .

- each cell  $e(\Theta, F)$  of the energy density is defined as

$$e(\Theta, F) = [\sum_{i=1}^M E_{total}^i(\theta, f)]/E, \quad E = \max_{\theta, f} [\sum_{i=1}^M E_i(\theta, f)]$$

with  $E_{total}$  the total analyzed energy as defined in paper 1 and  $E$  the maximum energy of the whole  $BF$  grid.

Proportion of energy within the radial plane ( $E_{radial} + E_{vertical}$ , see paper 1) compared to total analyzed energy ( $E_{total}$ ), and apparent inclination of the maximal direction of polarization are displayed too using the  $BF$  grid.

In addition, we similarly evaluated the distribution of apparent velocities as a function of frequency by using velocity/frequency grids with grid steps of  $40\text{ m/s} \times 0.1\text{ Hz}$  when studying below 1 Hz and  $40\text{ m/s} \times 0.5\text{ Hz}$  above 1 Hz. The distribution of apparent velocity is simply defined as the number of waves having a propagating frequency  $f$  and velocity  $V$  that fall into a grid cell of the velocity/frequency grid. The frequency step used here allows a detailed distribution of apparent velocity as a function of frequency.

Furthermore, we separated waves coming directly from the epicenter from waves coming from elsewhere. The “source waves” (or direct waves) term is thus related to waves coming from the source area within a back-azimuth deviation of  $\pm 30^\circ$  from the theoretical back-azimuth ( $BAZ$ ) to take into account hypothetical deviation of the incident wave field by regional heterogeneities outside the basin as aforementioned (Cotte *et al.*, 1999). The “off- source” term (or diffracted waves) corresponds to all other waves. By doing so, we may only “overestimate” the source term, since there may exist diffracted waves in the epicentral azimuth.

### 3.3.7 Identification and stability of diffractors at low frequency ( $< 1\text{ Hz}$ )

#### 3.3.7.1 Teleseismic events

For frequencies above 0.2 Hz, we computed back-azimuth and energy density of the off-source arrivals. Back-azimuth densities for the 8 teleseismic events are depicted on Figure 3.26. Despite a significant event to event source location variation, they show two main stable directions of propagation inside of the range N100 - N140 and N300 - N10. Proportion of energy within the radial plane as well as apparent inclination were found too to be very similar for all events. In Figure 3.27 we show, as an example, these estimates as a function of frequency for all identified back-azimuths of event T6 and T8.

Because of this stability of results and in order to outline the main characteristics of the diffraction phenomena, we plot for all events the average density of (a) back-azimuth, (b) energy, (c) apparent inclination of dominant polarization, (d) proportion of energy carried in the radial plane as a function of back-azimuth and frequency (Figure 3.28).  $BF$  grids corresponding to one estimate (back-azimuth and energy density, apparent inclination and proportion of energy within the radial plane) were simply added and averaged. We calculated also the distribution of apparent velocities as a function of frequency for all events. Rather than using the average, velocity/frequency grids of each event were simply added (Figure 3.28f). The main azimuthal contribution is coming from the north-west and the east of the array. The associated energy is mostly located around 0.3 Hz. When plotting energy versus back-azimuth on a contour map of the Grenoble basin (Figure 3.28e), one can see that these diffracted waves are apparently generated by the Belledonne and the Chartreuse Massifs.

High values of apparent inclination indicate that waves are mostly horizontally polarized.

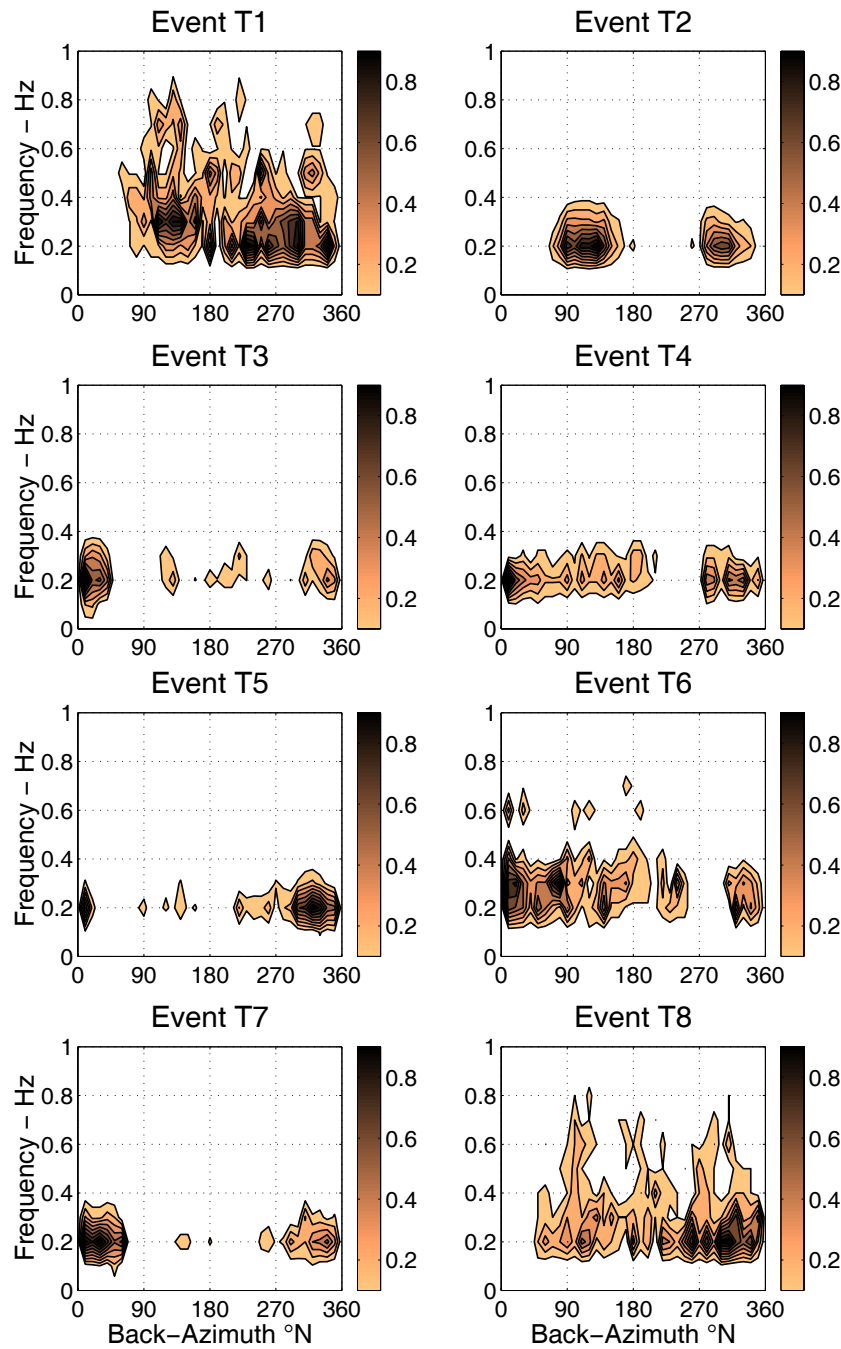


FIG. 3.26 – Back-azimuth density as a function of frequency and back-azimuth for the 8 teleseismic events.

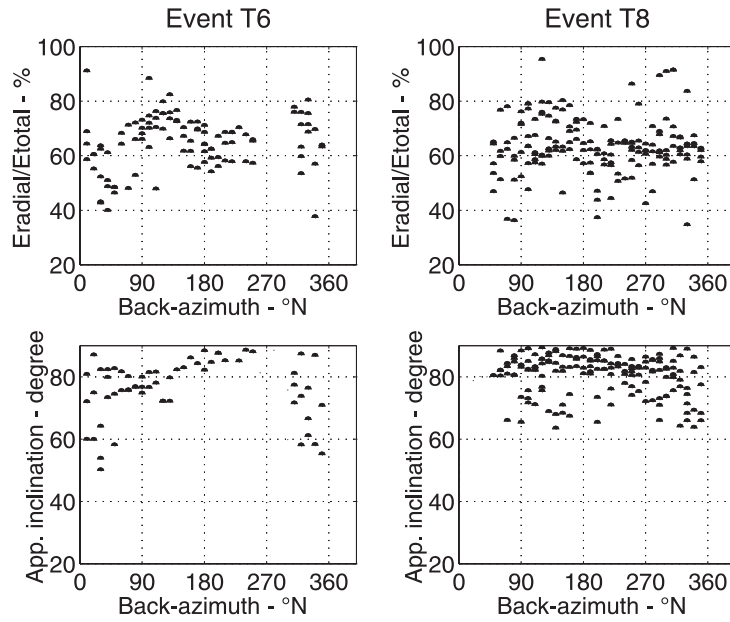


FIG. 3.27 – Event T6 and T8 : proportion of radial energy and apparent inclination as a function of frequency for all identified back-azimuth.

Apparent velocities are low at high frequencies and larger for low frequencies. This strongly suggests that off-source waves are mainly composed of surface waves - at least Love waves for which apparent inclination has to be  $90^\circ$  - with much less contribution from body waves. In order to check the hypothesis of surface waves, we computed the dispersion curves of the first two modes of Love and Rayleigh waves by using the velocity model derived from borehole measurements from 42 m to 532 m (Figure 3.21b). The real sedimentary depth straight below the array (see paper 1) was taken into account by extending P- and S-wave velocity profiles to the depth of 700 m. We simply extrapolated the depth-velocity gradient above 532 m depth down to 700 m. We are confident in these velocity profiles because the first mode of Rayleigh waves fits very well for frequencies as low as 0.5 Hz the dispersion curves obtained by Bettig *et al.* (2001) from dense array measurements of noise with an array located in the same place as ours (Figure 3.29b).

Most of the apparent velocities evaluated in this study lie between the Love and Rayleigh wave dispersion curves down to 0.4 Hz. Below this frequency apparent velocities are largely dispersed and can reach high values. Three main reasons for such high apparent velocities at 0.3 Hz can be invoked. The first reason could be a correlation phenomena involving waves having very close propagation velocities. Simulations performed in the accompanying paper (paper 1) showed that in such cases only one of the waves is detected with a quite accurate back-azimuth but with an overestimated velocity. Overestimation factors range from 1.2 to 2 on synthetic correlated waves at 0.3 Hz and for a theoretical propagation velocity of 2000 m/s. Overestimation observed here is similar if one assumes that the identified waves are surface waves. The second reason could come from the high velocity standard deviation. As mentioned in paper 1, the standard deviation



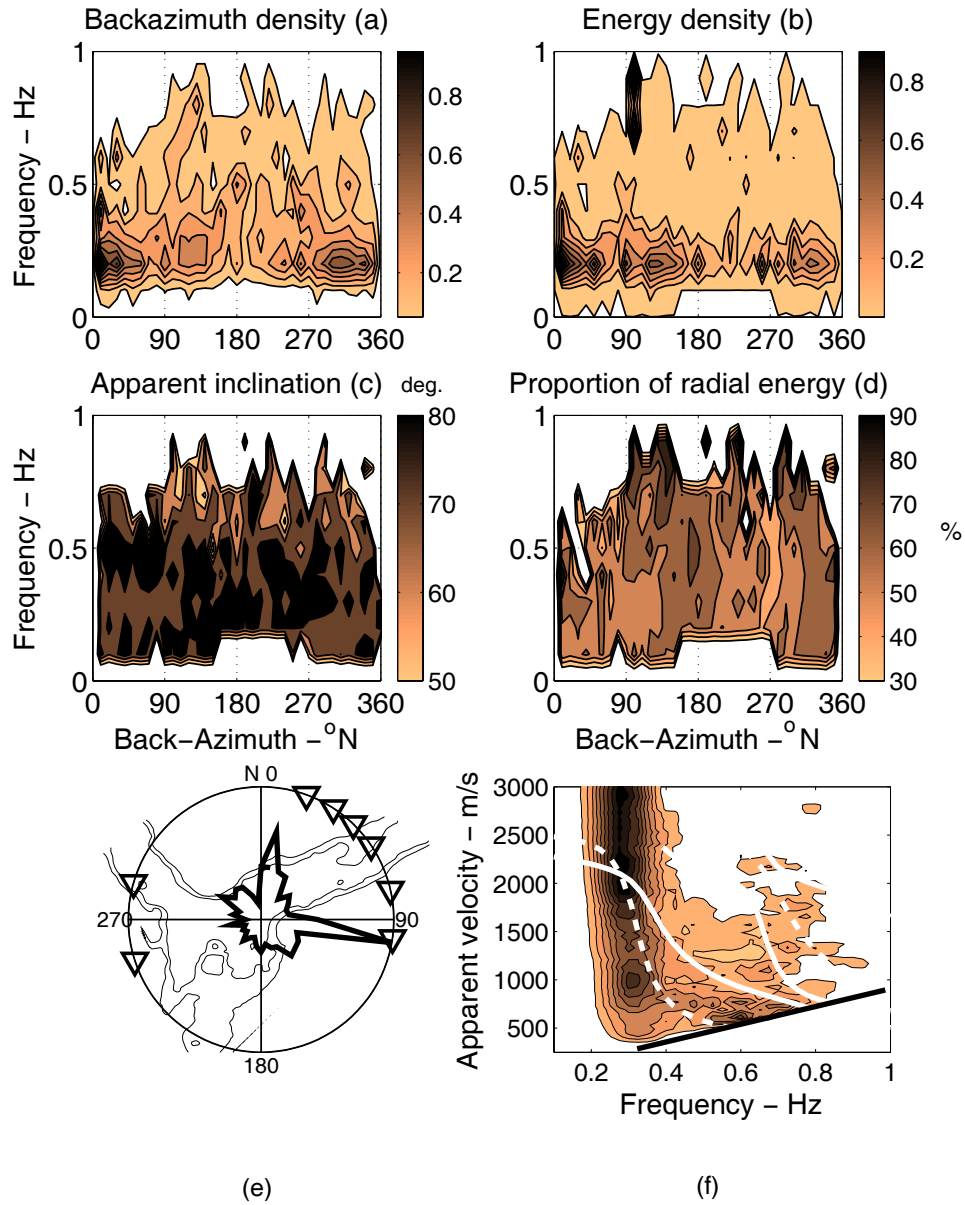


FIG. 3.28 – Results of analysis of teleseismic events : a) back-azimuth density, b) energy density, c) apparent inclination of the predominant polarization direction and d) proportion of energy carried in the radial plane compared to total energy as a function of back-azimuth and frequency ; e) energy density reported on the contour map of the Grenoble basin with triangles indicating source back-azimuth ; f) distribution of apparent velocities determined from all events (the solid lines correspond to the two first modes of the Rayleigh phase velocity dispersion curves, the dashed lines correspond to the two first modes of the Love phase velocity dispersion curves), the black straight line indicates the limit of the aliased wavenumber ( $k_x, k_y$ ) domain (see paper 1).

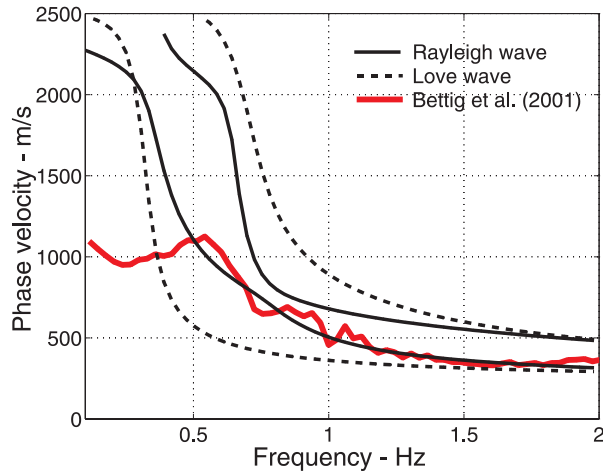


FIG. 3.29 – Phase velocity of the two first modes of Rayleigh (thin lines) and Love waves (dashed lines). The thick line is the surface wave phase velocity curves obtained by Bettig *et al.* (2001) from dense array measurements of ambient noise in the area of our experiment.

expected for a wave propagating at a velocity of 2000 m/s is about 1000 m/s at 0.3 Hz. Third, the sediment depth varies with azimuths and the actual dispersion curves might exhibit a similar azimuthal dependence.

The mean distribution of apparent velocities fits quite well however with dispersion curves of surface waves. This argues that diffracted wave field is mainly composed of surface waves. In such a case, the proportion of energy carried in the radial plane should provide the proportion of Rayleigh waves of the diffracted wave field. Proportion of such energy for each event is indicated in Table 3.5. On average the diffracted wave field is therefore composed of 60% of Rayleigh waves and 40% of Love waves. However, if one considers only the energy of horizontal components, this proportion reduces to 50% of Rayleigh waves and 50% of Love waves (Table 3.5).

### 3.3.7.2 Regional events

As for teleseismic events, the off-source arrivals below 1 Hz from regional events exhibit the same general patterns in terms of back-azimuth density, apparent inclination, proportion of radial energy and energy density as a function of frequency and back-azimuth. The average values of estimates for all events are shown in Figure 3.30. Identified arrivals cover a wider range of frequency (from 0.2 to 0.9 Hz) than for teleseismic events. This difference very probably comes from the broader frequency content of the regional events. Although the frequency content of identified back-azimuth is wide, the most energetic ones are generally around 0.3 Hz except for arrivals coming from N90. When reporting energy as a function of back-azimuth on the contour map of Grenoble, one can see that off-source waves are coming predominantly from the north-west (Chartreuse Massif), east (Belledonne Massif) and south-west. The southern diffractor

TAB. 3.4 – Physical parameters of the simple case of a surficial layer overlying a halfspace.

Thickness (m)	$V_p$ (m/s)	$V_s$ (m/s)	Density (g/cm <sup>3</sup> )
35	1450	250	1.5
$\infty$	1650	700	2

corresponds to a small sub-basin delimited by a buried bedrock high. This diffractor was not (or only slightly) observed when studying teleseismic events. We suggest that the seismic input motion of teleseismic events was not high enough to generate some strong diffraction phenomena in this small sub-basin. Values of apparent inclination and apparent velocities suggest, as for teleseismic events, that surface waves dominate off-source arrivals with a mean proportion of Rayleigh waves of about 60% and Love waves of 40% (Table 3.5). When considering only the energy of horizontal components, this proportion reduces to 50% of Rayleigh waves and 50% of Love waves (Table 3.5).

### 3.3.8 Identification and stability of diffractors at high frequency ( $>1$ Hz)

#### 3.3.8.1 Regional events

For frequencies above 1 Hz, we could not observe consistent shape in the distribution of back-azimuth and energy densities for the 3 regional events we could analyze (event R1, R2 and R4). The N90 - N100 and N180 - N200 ranges of back-azimuth appear in each case but the corresponding frequency content is different from one event to another. Nevertheless, we plot the average results in the same way as for previous events in Figure 3.31.

Most of the energy comes from the eastern and south-western directions with frequencies ranging from 2 to 4 Hz. At 3 Hz, apparent velocity values of about 300 m/s agree with the S- wave mean velocity of the most surficial layers; whereas, below 3 Hz, apparent velocities slightly increase. The high values of apparent inclination again suggest that off-source arrivals are mainly composed of surface waves propagating in a surficial layer. However, computation of phase velocities of Rayleigh and Love waves (fundamental and higher modes), using the same velocity model as for teleseismic and regional events at low frequency, does not show a strong variation of velocity between 1 and 3 Hz. Considering now only a surficial layer overlying a half-space with properties listed in Table 3.4, we can explain the shape of distribution of apparent velocities. In Table 3.4 velocity values for the half-space are average values derived from the P- and S- velocity profile shown in Figure 3.21b. Values for the first layer are those observed at the surface (Figure 3.21b).

There is no clear evidence of the existence of a surficial layer with properties allowing trapped wave effects. The borehole measurements (Lemeille *et al.*, 2000) and active seismic prospecting (Dietrich *et al.*, 2001) investigated depths deeper than 40 m at sites which were several kilometers away from ours. However, we remark that Lebrun *et al.* (2001) observed on H/V ratio computed

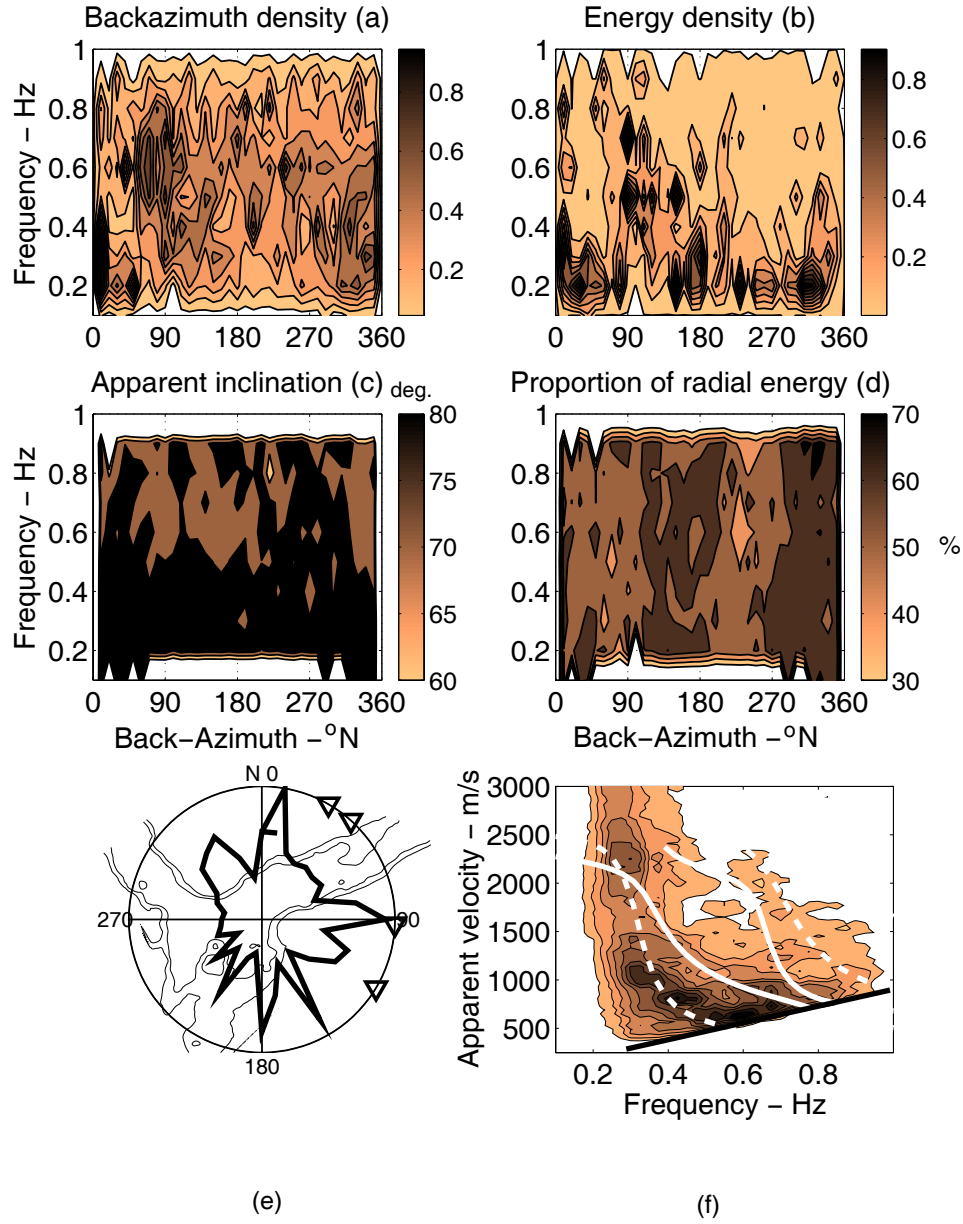


FIG. 3.30 – Results of analysis of regional events at low frequency ( $< 1$  Hz) for off-source waves : a) back-azimuth density, b) energy density, c) apparent inclination of the predominant polarization direction and d) proportion of energy carried in the radial plane compared to total energy as a function of back-azimuth and frequency ; e) energy density reported on the contour map of the Grenoble basin with triangles indicating source back-azimuth ; f) distribution of apparent velocities determined from all events (the solid lines correspond to the two first modes of the Rayleigh phase velocity dispersion curves, the dashed lines correspond to the two first modes of the Love phase velocity dispersion curves), the black straight line indicates the limit of the aliased wavenumber ( $k_x, k_y$ ) domain (see paper 1).

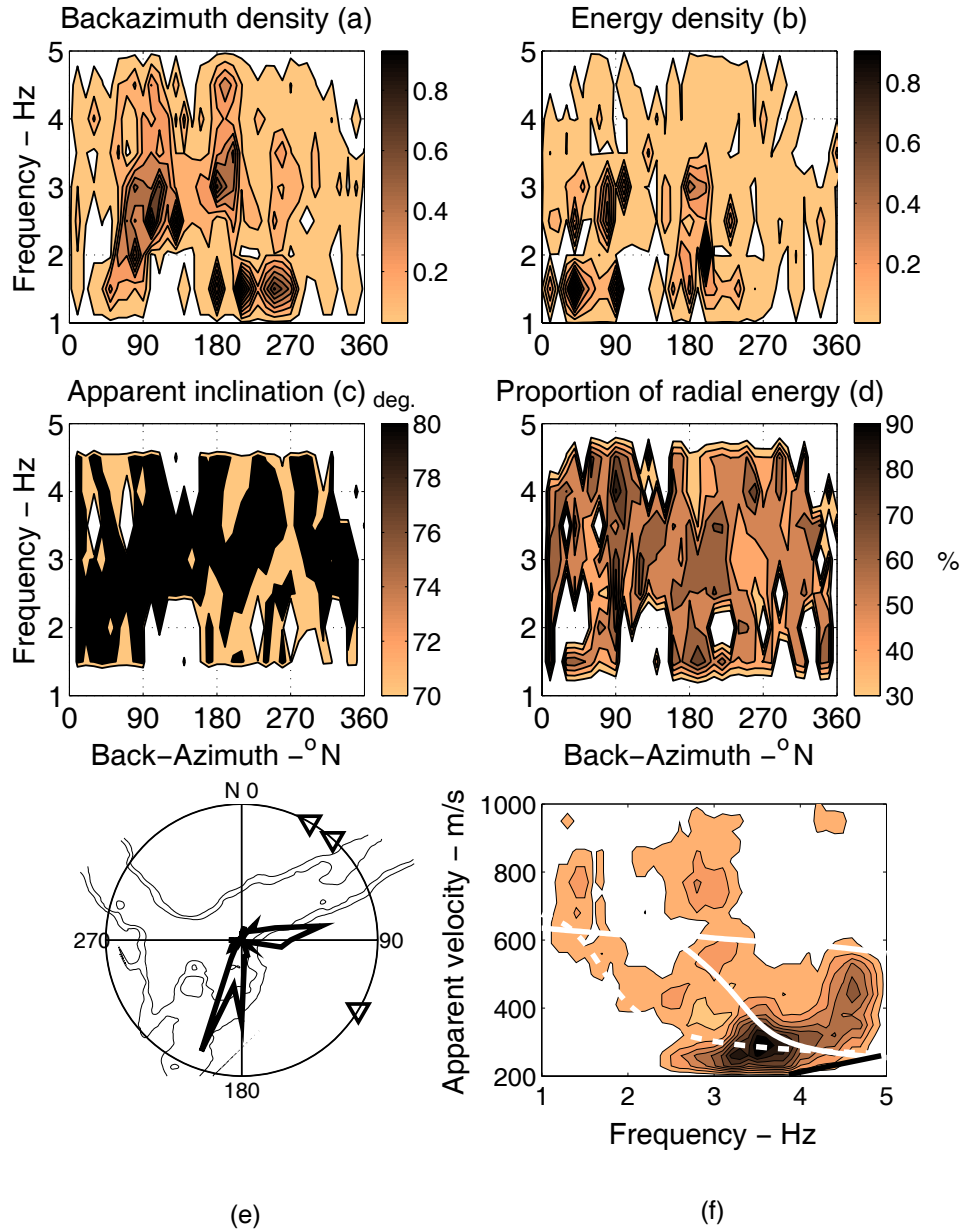


FIG. 3.31 – Results of analysis of regional events at high frequency ( $> 1$  Hz) : a) back-azimuth density, b) energy density, c) apparent inclination of the predominant polarization direction and d) proportion of energy carried in the radial plane compared to total energy as a function of back-azimuth and frequency ; e) energy density reported on the contour map of the Grenoble basin with triangles indicating source back-azimuth ; f) apparent velocities distribution determined from all events (the solid lines correspond to the two first modes of Rayleigh phase velocity dispersion curves, the dashed line corresponds to the first mode of Love phase velocity dispersion curves computed for the model presented on Table 3.4), the black straight line indicates the limit of the aliased wavenumber ( $k_x, k_y$ ) domain (see paper I).

on noise recordings at various sites within the basin a secondary peak near 3 Hz that they attributed to resonance of a surficial layer in the depth range of 20 - 40 m. This suggestion was confirmed by Cornou (1998) when computing H/V ratio on synthetics noise generated for a 1D horizontally stratified media representative of Grenoble's soil column. Synthetic H/V ratios exhibited two peaks one at the frequency of 0.3 Hz and an other one near 3 Hz when using a depth model of three layers with a S-wave velocity contrast of around 2 between the topmost layer of 30 m thickness and the underneath layer. Effects of a topmost soil layer was also experimentally observed in Quito and Pujili on H/V ratios by Guéguen *et al.* (1998 & 2000). Assuming effects of this topmost layer, diffracted surface waves are equally composed of Rayleigh waves and Love waves regardless the way used to estimate these proportions (Table 3.5).

### 3.3.8.2 Local events

It was previously explained that the incident wave field of four of the six local events was diffracted at the basin borders. To study diffracted phenomena inside of the basin, we considered, for these four events, as source waves all arrivals during the first 12 s coming from back-azimuths between N100 and N210. After this arbitrary time threshold, all late arrivals are considered as off-source type ones. For event L3 and L5, source waves are the ones that, during the first 15 s, come from the source area within a back-azimuth deviation of  $\pm 30^\circ$  from the theoretical back-azimuth. We disregarded arrivals with a frequency content above 10 Hz because their aliasing domain corresponds to a large range of velocities of interest, from 200 to 1000 m/s. Below 10 Hz, we get the same distribution of back-azimuth and energy regardless of the event. Figure 3.32 summarizes the results. As for the regional events, two main energetic peaks in the frequency range 2-4 Hz, come from the Belledonne Massif and especially from the south-west sub-basin. At frequencies above 6 Hz, low energetic diffracted waves come from everywhere. Comparison between the dispersion curves of surface waves considering the velocity model of Table 3.4 and the distribution of apparent velocities suggests, as before, some surface waves traveling in a surficial layer. These surface waves are composed of 60% of Rayleigh waves and 40% of Love waves (Table 3.5). If one considers only the energy of horizontal components, this proportion reduces to 43% of Rayleigh waves and 57% of Love waves (Table 3.5).

### 3.3.9 Importance of diffracted waves

In order to evaluate the relevance of our results, we first try to calculate the proportion of energy we analyzed compared to the entire energy of the seismogram. Secondly, we estimate the proportion between off-source and source energy, as an indication of the importance of diffraction phenomena. Cumulative energy over time was used to calculate these proportions. The cumulative energy  $E_o(t)$  of the entire seismogram was obtained by summation of the square of the

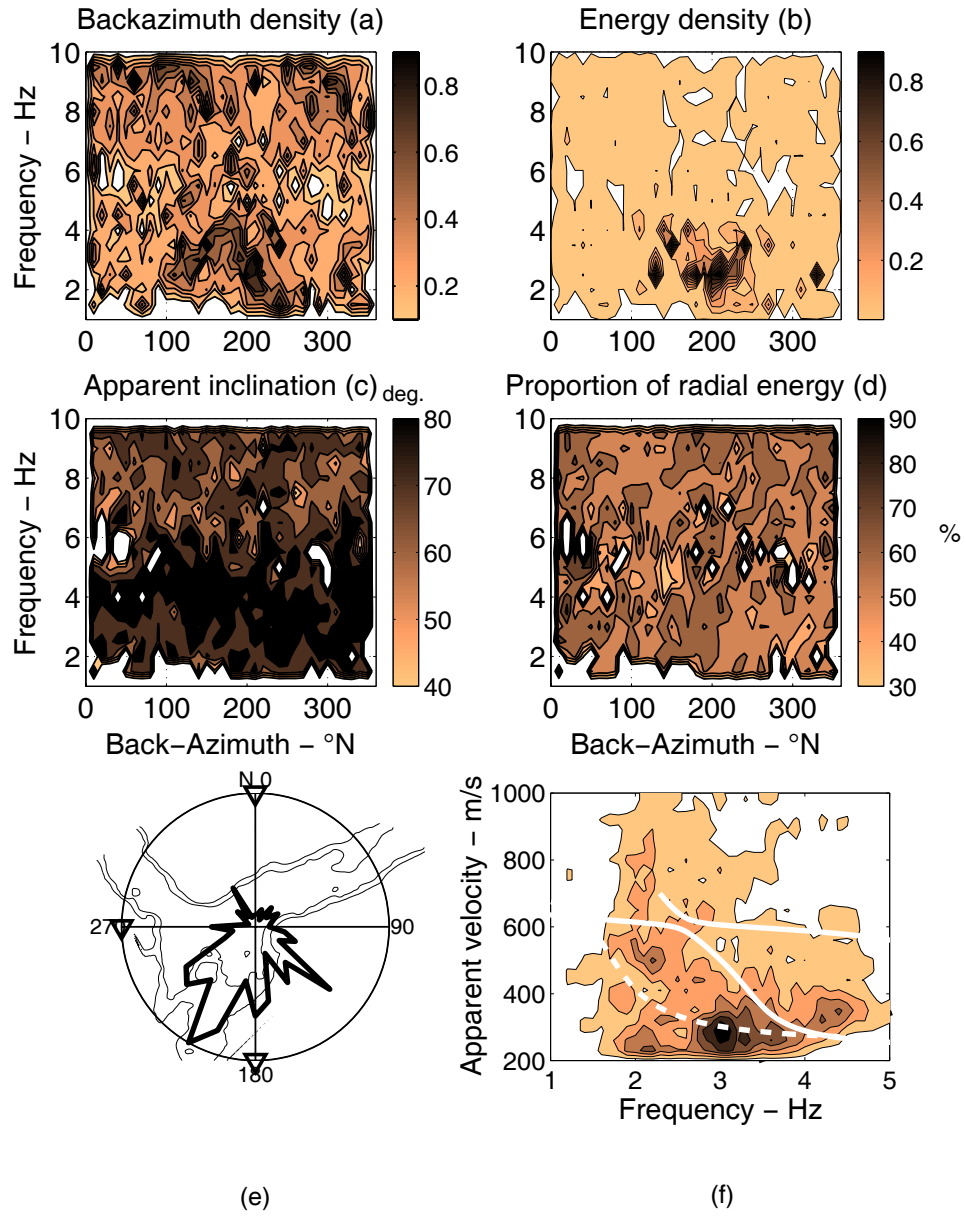


FIG. 3.32 – Results of analysis of local events at high frequency ( $> 1$  Hz) : a) back-azimuth density, b) energy density, c) apparent inclination of the predominant polarization direction and d) proportion of energy carried in the radial plane compared to total energy as a function of back-azimuth and frequency ; e) energy density reported on the contour map of the Grenoble basin with triangles indicating source back-azimuth ; f) apparent velocities distribution determined from all events (the solid lines correspond to the two first modes of Rayleigh phase velocity dispersion curves, the dashed line correspond to the first mode of Love phase velocity dispersion curves computed for the model presented on Table 3.4), the black straight line indicates the limit of the aliased wavenumber ( $k_x, k_y$ ) domain (see paper I).

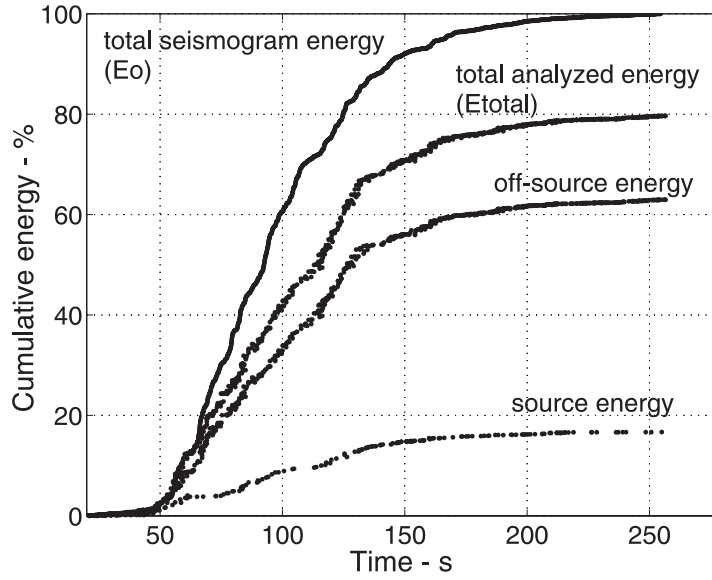


FIG. 3.33 – Example of cumulative energy over time (Event R1). Before evaluating the total energy of seismograms, the signals were band-pass filtered between 0.1 and 1 Hz. The MUSIC analysis began at 10 s.

3-component  $(x(t), y(t), z(t))$  amplitudes scaled by the time sampling  $d\tau$  :

$$E_o(t) = \int_0^t [x(\tau)^2 + y(\tau)^2 + z(\tau)^2] d\tau$$

with  $t$ , the time. The total analyzed energy is the sum of the off-source and source energy :

$$E_{total}(t_a) = E_{total}^{off-source}(t_a) + E_{total}^{source}(t_a)$$

with  $t_a$ , the occurrence time of identified waves by MUSIC. At the end of seismogram defined by the time  $T$ , the proportion of analyzed energy  $E_{total}$  compared to total energy of seismogram  $E_o$  is  $E_{total}(T)/E_o(T)$ , and proportion of off-source energy compared to analyzed energy is  $E_{total}^{off-source}(T)/E_{total}(T)$ .

We plot in Figure 3.33 cumulative energies of the regional event R1 for the range of frequency from 0.1 to 1.0 Hz. As this example is quite representative of what is observed for other events, we will not present all the curves. Off-source waves appear very shortly after the first source arrival. At the end of analysis, the proportion of analyzed energy compared to seismogram total energy is 80% and the proportion of off-source energy compared to total analyzed energy is 79%. Table 3.5 lists for all events, the proportion of final analyzed energy compared to the seismogram energy and the proportion of off-source waves energy compared to the total analyzed energy. Regardless of the class of events, the MUSIC analysis allows to identify about 40% of the total energy, out of which 80% is associated to diffracted energy.



The variation of the  $E_{total}/E_o$  and  $E_{total}^{off-source}/E_{total}$  as a function of frequency must specify the range of the frequency content investigated and, the frequency range dominated by off-source waves. These proportions are depicted on Figures 3.34, 3.35 and 3.36 as well as their mean values (Table 3.5) for teleseismic, regional and local events, respectively. In the figures, unscaled gray shaded zones indicate the distribution of the total energy of seismograms as a function of frequency. In addition we described MUSIC estimates by using a  $BF$  grid with grid steps of  $10^\circ \times 0.1 Hz$  when studying above 1 Hz and  $10^\circ \times 0.05 Hz$  when looking at estimates below 1 Hz.

First, one can see that seismogram energies at frequencies below 1 Hz are centered around 0.3 Hz and, above 1 Hz, are centered in the frequency band 2-4 Hz. These narrow frequency bands underlines strong filtering effects of the basin (site effects). For teleseismic events (Figure 3.34), we often failed in analysis arrivals with a frequency content higher than 0.3 Hz (Events T2, T3, T5 and T8). A better investigation of the full range of frequency concerned with ground motion was performed for local and regional events (Figure 3.35 and Figure 3.36).

### 3.3.10 Discussion

#### 3.3.10.1 Edge generated surface waves

Analysis of teleseismic, regional and local events provide very consistent results. The eastern diffractor - the Belledonne Massif - is involved for all frequencies and classes of events. It can be simply explained by the proximity of the array from this basin border. On contrary, the two other diffractors in the south-west and north-west directions are not seen for all event types. On one hand, both regional and local events suggest a large region of high frequency diffraction that is south-west from the array. On the other hand, the Chartreuse Massif seems to play a major role in generating surface waves at frequencies below 1 Hz only. Because the Chartreuse Massif border and the southwest sub-basin structure are roughly located at the same distance from the array, we can invoke the shape of the structures, specially surface curvatures of basin edges, to explain such diffraction patterns. From the array location, the southwest basin looks like a lens and should send a large number of edge-generated wave trains toward the array site regardless of frequency. On the opposite, the Chartreuse Massif appears as a slightly concave structure of large extent. One can imagine that only waves of large wavelength, not sensitive to the Massif border surface curvatures, will be sent towards the array location. We are aware that we only investigated wave motion propagation in a small part of the basin; we are quite sure that putting such a dense array in other places should certainly identify the western Vercors Massif as a strong diffractor too. Besides, our previous interpretation is only focused on the local basin structure effects. As was outlined by Gaffet *et al.* (1998), regional heterogeneities can contribute to reload the basin with seismic energy. Nevertheless, in our study, the surface wave diffracted wave field

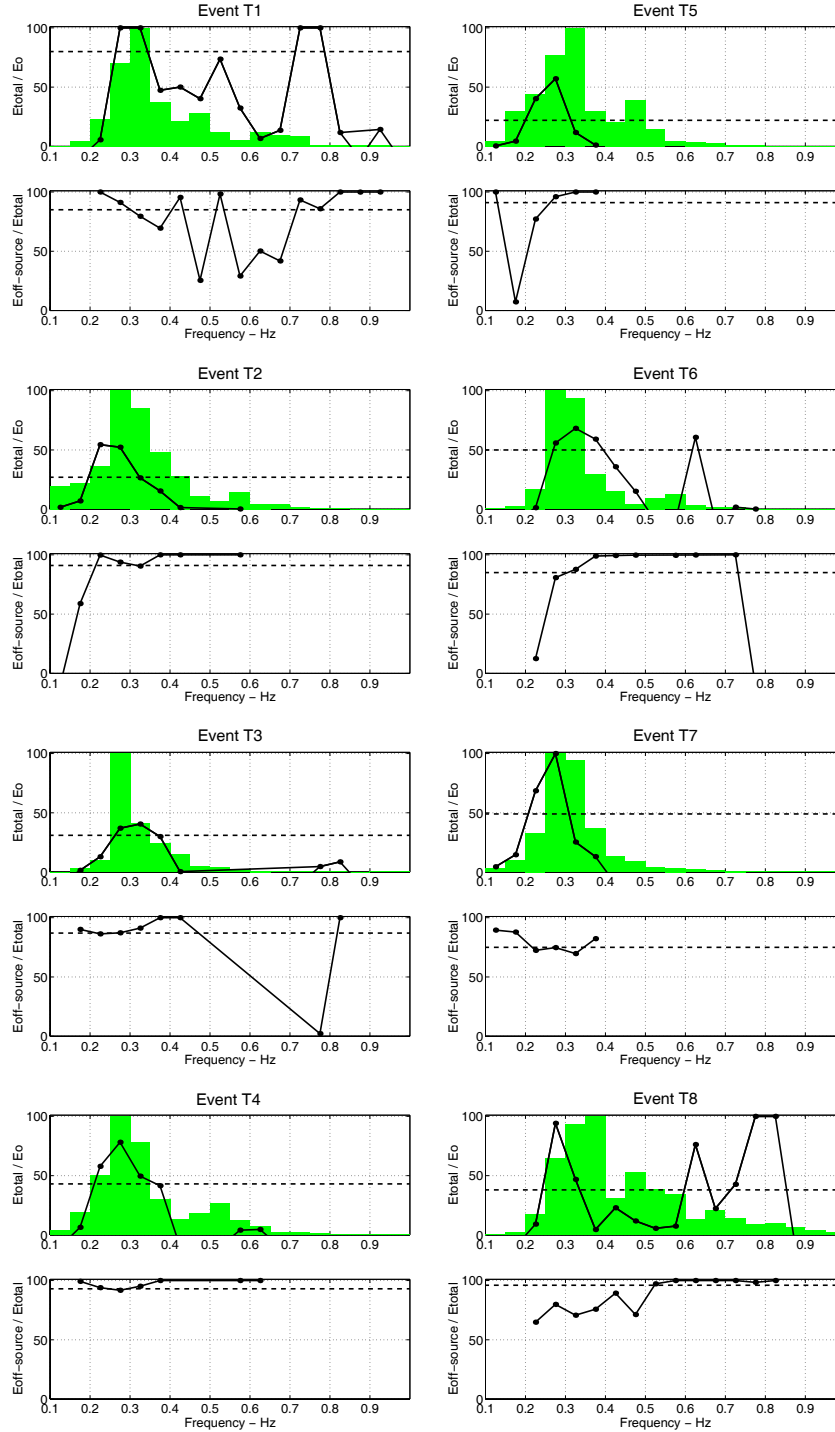


FIG. 3.34 – Teleseismic events : Proportion of analyzed energy compared to the whole energy of seismogram and proportion of diffracted (off-source) energy compared to analyzed energy as a function of frequency. Gray shaded area indicates the variation over frequency of total energy of seismogram. Dash lines indicates values of  $\frac{E_{total}}{E_o}$  and  $\frac{E_{off-source}}{E_{total}}$  as indicated in Table 3.5.

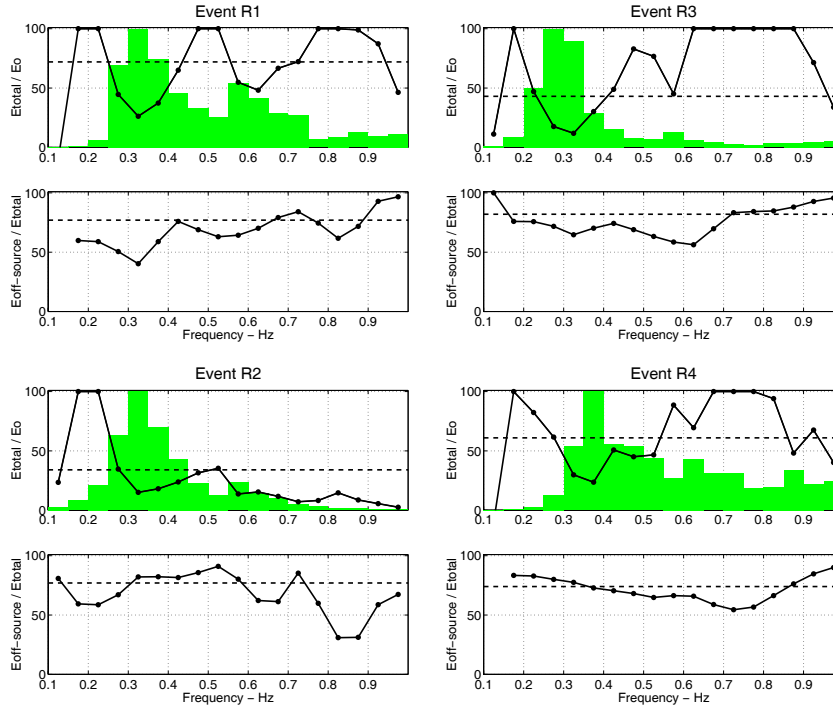
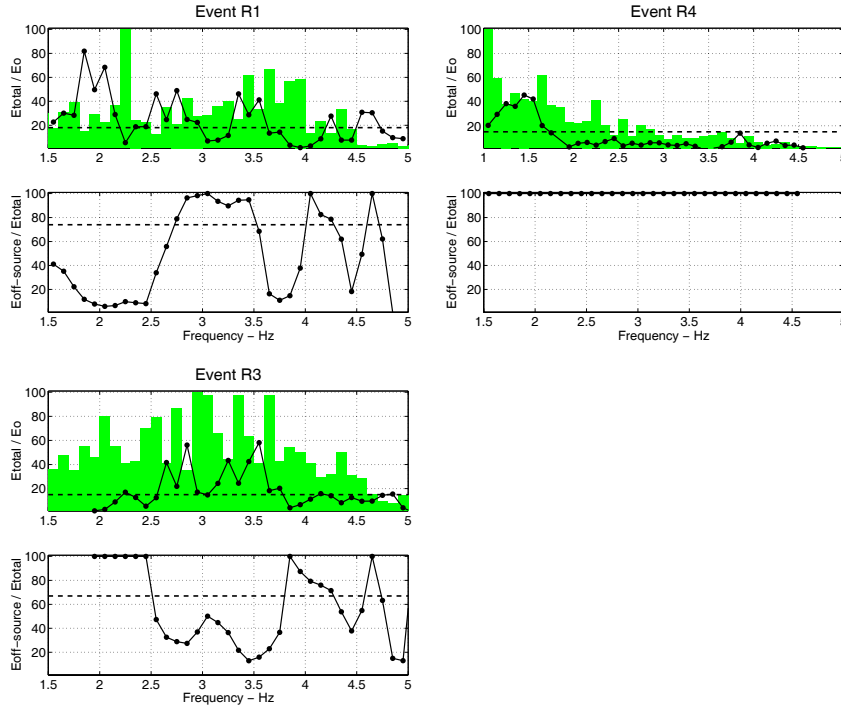
**0.1 - 1 Hz****1 - 5 Hz**

FIG. 3.35 – Regional events : Proportion of analyzed energy compared to the whole energy of seismogram and proportion of diffracted (off-source) energy compared to analyzed energy as a function of frequency. Gray shaded area indicates the variation over frequency of total energy of seismogram. Dash lines indicates values of  $\frac{E_{total}}{E_o}$  and  $\frac{E_{total}^{off-source}}{E_{total}}$  as indicated in Table 3.5.

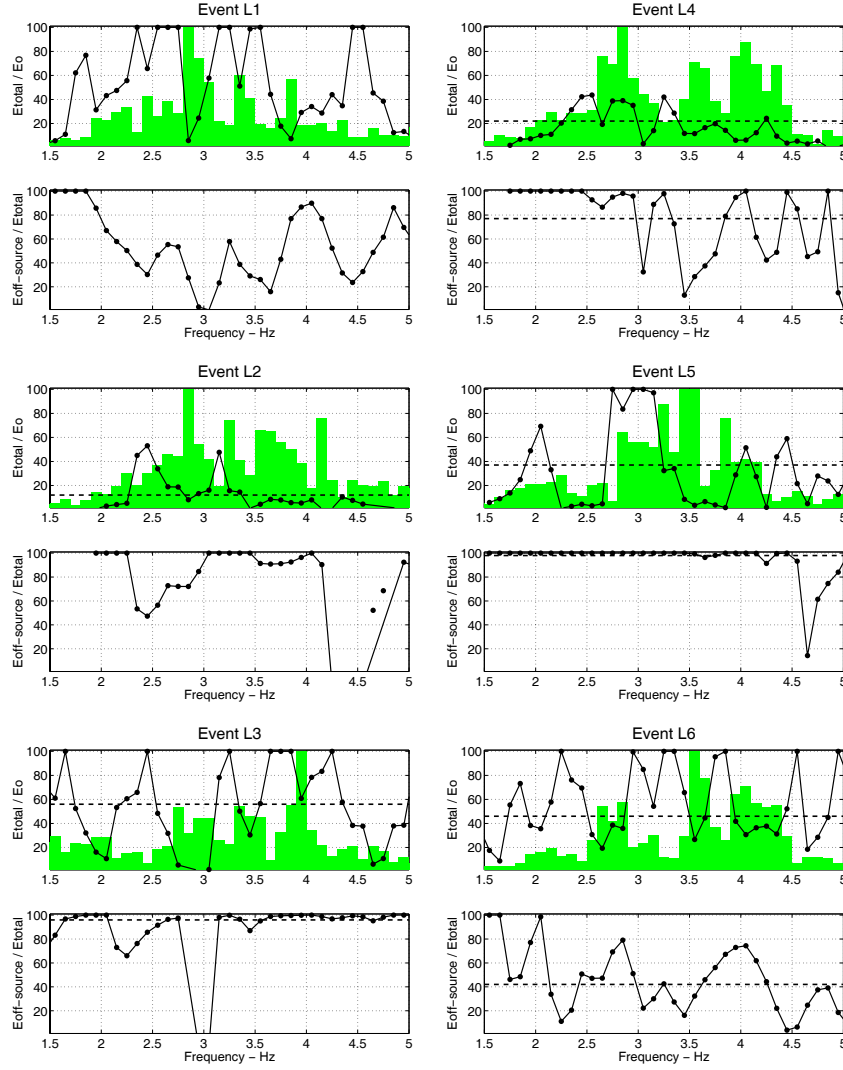


FIG. 3.36 – Local events : Proportion of analyzed energy compared to the whole energy of seismogram and proportion of diffracted (off-source) energy compared to analyzed energy as a function of frequency. Gray shaded area indicates the variation over frequency of total energy of seismogram. Dash lines indicates values of  $\frac{E_{total}}{E_o}$  and  $\frac{E_{off-source}}{E_{total}}$  as indicated in Table 3.5.

hint at basin structure effects only.

For all classes of events, the main energetic azimuthal contributions do not depend on event back-azimuth and on epicentral distance. Our event azimuthal coverage is obviously not the best but Caserta *et al.* (1998), Chavez-Garcia *et al.* (1999) and Rovelli *et al.* (2001) also observed in other small-sized basins a similar stability of directions for basin-edge induced waves. This suggests that the depth and geometry of the basin strongly constrain the wave motion patterns.

We also observed that basin-edge induced waves at low frequency and high frequency are mainly composed of surface waves with a mean proportion of Rayleigh waves of about 60 % and a mean proportion of about 40 % for Love waves. The proportion of Rayleigh waves was estimated comparing radial and vertical energy and total energy. In order to get an idea of the distribution of energy with respect to component type, we calculated the proportion of radial energy compared to horizontal energy and the proportion of radial energy compared to energy carried in the propagation plane. Proportions are indicated in Table 3.5. As previously indicated, horizontal energy is, on the mean, equally carried by radial and transversal components. Vertical component carries from 2 to 2.5 less energy than horizontal components.

At higher frequencies, we suggested some laterally propagating surface waves in the upper layer, but we needed to decouple this topmost layer from the other ones to “fit” dispersion curves. Further geophysical investigation of the very near subsurface and some numerical simulations should be done to validate or invalidate this hypothesis.

When studying teleseismic events we observed largely dispersed waves with high values of apparent velocity at 0.3 Hz. We argued that either a large standard deviation of velocity at that frequency or some very particular correlation phenomena could explain the observed distribution of velocity. From dense array measurements of noise located at the same place as ours, Bettig *et al.* (2001) compared dispersion curves obtained from SPAC method with those derived from  $f$ - $k$  technique. Near 0.3 Hz,  $f$ - $k$  estimates are systematically much higher than the SPAC ones and the expected values. Since  $f$ - $k$  method is, like MUSIC, a delay estimation problem (paper 1), and since Bettig *et al.* (2001) did not use same array configuration as ours, we suggest that high values of phase velocity at 0.3 Hz simply reveals propagating and mixing waves at 0.3 Hz.

### 3.3.10.2 Consequences on amplification values

Chavez-Garcia *et al.* (1999) concluded in the case of the Parkway valley that it was not possible to separate 1D and 2D effects because of their contribution to the same frequency band. In our study, assuming that source waves include 1D effects and the off-source waves are related to 2D/3D effects (basin-edge induced waves), we computed  $E_{total}/E_o$  and  $E_{total}^{off-source}/E_{total}$  as a function of frequency. We observed that 1D and 2D/3D effects contribute to the same amplified frequency band from 0.2 to 5 Hz. One of the main feature of site effects in the Grenoble area is the flat amplification observed for the 0.2 to 5 Hz band of the spectral ratio relative to the reference

TAB. 3.5 – Proportion of total analyzed energy ( $E_{total}$ ) compared to total energy of seismograms ( $E_o$ ); proportion of off-source total analyzed energy ( $E_{total}^{off-source}$ ) compared to total analyzed energy ( $E_{total}$ ); proportion of off-source energy carried in the radial plane ( $E_{radial+vertical}^{off-source}$ ) compared to off-source total energy; proportion of off-source radial energy compared to off-source horizontal energy ( $\frac{E_{radial}^{off-source}}{E_{radial+transversal}^{off-source}}$ ); proportion of radial energy compared to energy carried in the radial plane ( $\frac{E_{radial}^{off-source}}{E_{radial+vertical}^{off-source}}$ ).

Event	Frequency	$\frac{E_{total}}{E_o}$	$\frac{E_{total}^{off-source}}{E_{total}}$	$\frac{E_{radial+vertical}^{off-source}}{E_{total}^{off-source}}$	$\frac{E_{radial}^{off-source}}{E_{radial+transversal}^{off-source}}$	$\frac{E_{radial}^{off-source}}{E_{radial+vertical}^{off-source}}$
	range (Hz)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
L1	1 - 10 Hz	56.	47.	60 +/- 13	42. +/- 12.	65. +/- 15.
L2		12.	90.	64 +/- 7	38. +/- 8.	65. +/- 7.
L3		56.	96.	54 +/- 10	47. +/- 10.	64 +/- 16.
L4		22.	77.	59 +/- 10	45. +/- 9.	58. +/- 12.
L5		37.	98.	54 +/- 13	45. +/- 12.	72. +/- 18.
L6		46.	42.	67 +/- 16	43. +/- 14.	75. +/- 14.
<b>mean</b>		<b>38. +/- 18.</b>	<b>75. +/- 25</b>	<b>60. +/- 6</b>	<b>43. +/- 4.</b>	<b>67 +/- 7.</b>
R1	1 - 5 Hz	21.	79.	53. +/- 20.	58. +/- 18.	84. +/- 17.
R3		12.	72.	55 +/- 9.	50. +/- 10.	81. +/- 8.
R4		13.	-	58 +/- 8.	42. +/- 9.	58. +/- 9.
<b>mean</b>		-	-	<b>55. +/- 3.</b>	<b>50. +/- 8.</b>	<b>74. +/- 15.</b>
R1	0.1 - 1 Hz	80.	79.	56. +/- 12.	51. +/- 12.	78. +/- 12.
R2		41.	81.	61. +/- 6.	50. +/- 7.	62. +/- 9.
R3		47.	82.	63. +/- 7.	49. +/- 9.	56. +/- 10.
R4		65.	77.	60. +/- 7.	51. +/- 8.	68. +/- 10.
<b>mean</b>		<b>58. +/- 18.</b>	<b>80. +/- 3.</b>	<b>60. +/- 3.</b>	<b>50. +/- 1.</b>	<b>66. +/- 10.</b>
T1	0.1 - 1 Hz	80.	85.	56. +/- 14.	50. +/- 14.	78. +/- 12.
T2		27.	91.	55. +/- 16.	49. +/- 17.	80. +/- 10.
T3		31.	87.	60. +/- 14.	50. +/- 12.	70. +/- 17.
T4		44.	93.	65. +/- 6.	52. +/- 8.	56. +/- 7.
T5		23.	91.	61. +/- 9.	52. +/- 12.	78. +/- 10.
T6		51.	85.	63. +/- 10.	50. +/- 12.	55. +/- 11.
T7		49.	75.	61. +/- 9.	51. +/- 10.	62. +/- 12.
T8		39.	96.	62. +/- 8.	51. +/- 12.	62. +/- 10.
<b>mean</b>		<b>43. +/- 18.</b>	<b>88. +/- 7.</b>	<b>61. +/- 4.</b>	<b>51. +/- 1.</b>	<b>68. +/- 11.</b>

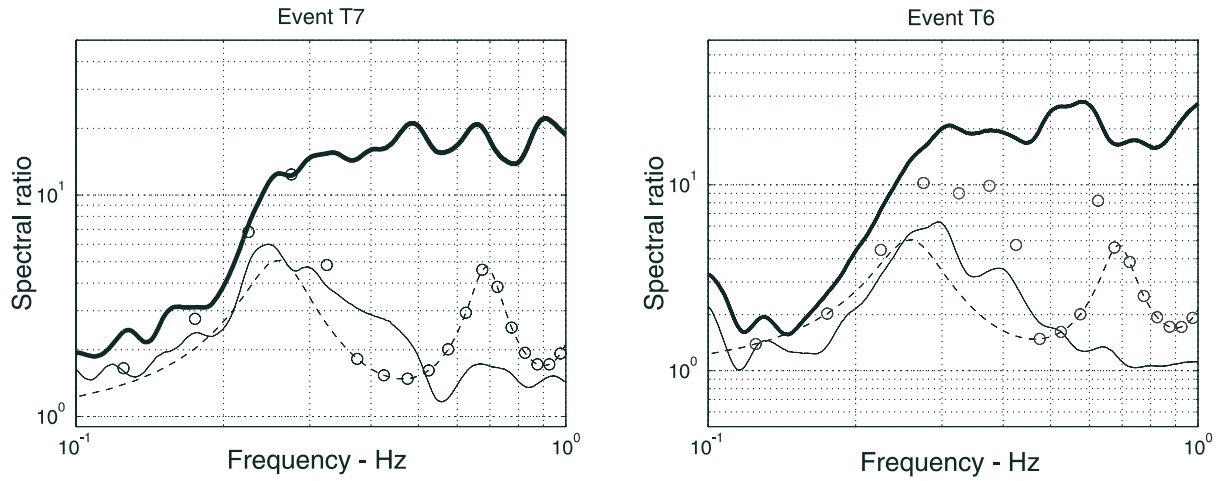


FIG. 3.37 – Estimate of amplification evaluated using the standard spectral ratio technique (thick line), the receiver function method (thin line) and the theoretical 1D transfer function of SH-incident plane waves (dash line). The quadratic mean horizontal component was used to evaluate amplification. See text for explanation of open circles. The SSB station is the reference station.

site. This amplification is much different from that determined by the receiver function and H/V ratios. Because of the lack of reference station for local and regional events, we could not compute spectral ratio relative to the reference site. However we used records from the rock SSB station previously mentioned to get amplification for teleseismic events. Figure 3.37 displays results for two teleseismic events and underlines once more the important amplification of standard spectral ratio.

According to the rough approximation about the nature of 1D and 2D/3D effects, the horizontal spectral motion  $H$  observed on sediments can be decomposed as follows

$$H = H^{1D} + H^{2,3D}$$

with  $H^{1D}$ , the horizontal spectral motion of 1D wave field and  $H^{2,3D}$ , the horizontal spectral motion of 2D/3D diffracted wave field. By 1D, we mean effects related with vertical reverberations of body waves ; and by 2D/3D, effects of lateral reverberations of surface waves. It leads to :

$$H = (1 + \alpha)H^{1D} \quad (3.5)$$

with  $\alpha = \frac{H^{2,3D}}{H^{1D}}$ . The value of  $\alpha$  is related to the rate of production of edge-generated surface waves.

In our study, this value can be estimated by computing the following ratio :  $\tilde{\alpha} = H^{off-source} / H^{source}$  with  $H^{off-source}$  the Fourier amplitude spectrum of the off-source arrivals and  $H^{source}$  the Fourier amplitude spectrum of the off-source arrival. We calculated  $\tilde{\alpha}$  for 6 teleseismic events (events

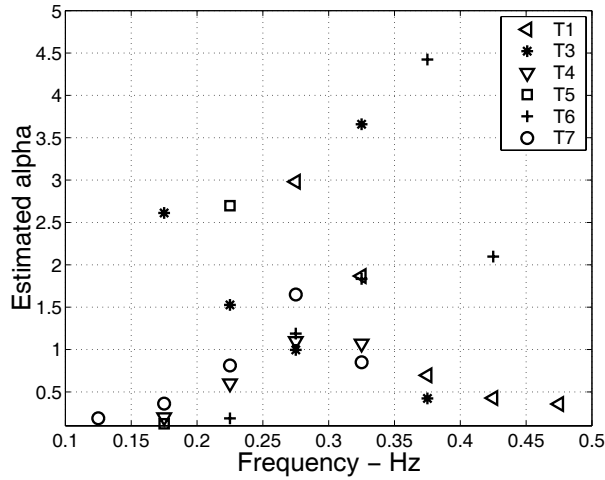


FIG. 3.38 –  $\tilde{\alpha}$  estimates for 6 teleseismic events within the frequency range 0.1 - 0.5 Hz.

T1, T3, T4, T5, T6 and T7).

Amplitudes of Fourier spectrum were first determined over  $t - f$  windows processed by MUSIC. Signal were windowed in time using a 10% Hanning-tapered window. Spectral amplitudes were scaled in the same way as for energy evaluation to cancel windows overlapping effects (see paper 1). Identified waves were described through a time/back-azimuth/frequency grid with a grid step  $5s \times 10^\circ \times 0.05Hz$ . Amplitudes (modulus) of off-source and source Fourier spectrum were then added to get the values of  $H^{off-source}$  and  $H^{source}$  as a function of frequency (frequency step of 0.05 Hz). Values of  $\tilde{\alpha}$  are displayed for the frequency range from 0.1 to 1 Hz in Figure 3.38. The lack of  $\tilde{\alpha}$  values at some frequencies (for example, below 0.275 Hz for event T7) simply indicates that no source-waves were identified for that frequency and thus,  $\tilde{\alpha}$  could not be estimated. One can see that values range between 0 to 4.5 indicating a proportion of off-source waves compared to source ones varying from 0 to 85%.

Using the theoretical 1D transfer function computed for the velocity model depicted in Figure 3.21b with the  $\tilde{\alpha}$  estimate and relation (3.5), we could then derive an estimate of site/rock spectral ratio including the effects of diffracted waves. Open circles plotted in Figure 3.37 correspond to the calculated values.

We consider first the case of event T7. Figure 3.34 shows that almost all the energy (around 90%) between 0.2 and 0.3 Hz could be analyzed with the MUSIC technique. When coming back to Figure 3.37, one can see that the calculated points fit with the standard spectral ratio value between 0.2 and 0.3 Hz. Since we analyzed almost all the energy in that frequency range, it means that standard spectral ratio incorporated all the 2D/3D effects. In the frequency range 0.3 to 0.4 Hz, around 25% of the total energy was investigated (Figure 3.34). Value of calculated point for that frequency range on Figure 3.37 is around 5 and value of the corresponding spectral ratio is around 16. The scale factor between mean spectral ratio value and mean value of calculated



points is around 0.3 (30 %) corresponding to the proportion of total investigated energy. If we assume that the “non-coherent” energy that could not be analyzed (75%), is consisting mainly of diffracted waves, then the  $\tilde{\alpha}$  estimate is boosted from 0.9 (value at 0.325 Hz, Figure 3.38) to 3.6, and we reach very close to the observed spectral ratio value. In the same way, for event 6, ratios between values of calculated points and values of the corresponding spectral ratio (Figure 3.37) are similar to the proportions of investigated energy (Figure 3.34). Moreover, observed spectral ratio values are explained if one assumes that the “non-coherent” energy is mainly composed of off-source waves.

We will not go further in investigating the relative contribution of 1D and 2D/3D effects because of the lack of reference station for local and regional events. Other observational studies are needed to confirm or refute our simple relation. Nevertheless, as “estimated” values range between the receiver function (which is very similar here to the 1D transfer function) and the standard spectral estimate, we suggest that the non-reference site H/V estimate technique is not sensitive to diffracted waves but only to body waves, while the standard spectral ratio technique obviously does.

### 3.3.11 Conclusions

In this paper, we have presented the systematic analysis of 18 events recorded by a temporary 3-component seismometer array located in the city of Grenoble. A combined procedure based on coherence of signals between array sensors and MUSIC analysis (paper 1) allowed us to precisely investigate the whole record motion and to isolate the diffracted wave field and its associated energy. The study leads to the following main conclusions :

1. Locally generated surface waves are seen only above the fundamental frequency of the basin and comprise almost all diffracted wave field ;
2. Stability of diffractors outlines the importance of structure geometry and frequency input motion in shaping wave field regardless of source epicenter and azimuth ;
3. Almost 40% of the seismogram energy was analyzed. Among this coherent part, 80% is associated to laterally propagating waves : in other words, the diffracted waves carry four times more energy than the direct ones. In the mean, the diffracted wave field is composed of around 60% of Rayleigh waves and 40% of Love waves. If one considers only the energy of horizontal components, this proportion reduces to 50% of Rayleigh waves and 50% of Love waves.
4. For teleseismic events, a simple investigation about the relative contribution of 1D and 2D/3D effects suggested that the difference between standard spectral ratio and 1D transfer function comes from 2D/3D effects ;

5. For teleseismic events, discrepancy between standard spectral ratio and other non-reference estimates (receiver function) could be completely produced by edge-generated surface waves. Besides, the following questions can be raised : can a simple ratio between standard spectral ratio and receiver function estimates provide a rough estimation of the amount of laterally propagating waves (relation 3.5) ? In this case, should a simple ratio between vertical motion recorded on sediment and vertical motion recorded on rock provide the amount of Rayleigh waves propagating within a basin ?

Additional observational studies are needed in different types of valleys to specify whether the steady response of the basin whatever the (low) seismic loading is peculiar to the Grenoble basin (or more generally to alpine valleys) or not. Numerical simulations should be done to elucidate some basic features of our observations. Our feeling about the way to evaluate relative contribution of 1D and 2D/3D effects echoes in a sense the work of Field (1996) who suggested applying factors to 1D predictions at some frequencies to take into account multi-dimensional effects.

## Acknowledgments

We thank R. Guiguet, B. Bettig, M. Bouchon, H. Havenith and D. Hatzfeld for their help in the field and people who kindly hosted some seismological stations in their garden. Most of the computations were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). This work was supported by the Pôle Grenoblois des Risques Naturels and the "Programme National de Recherche sur la Prévision des Risques Naturels" de l'Institut des Sciences de l'Univers du CNRS.

## 3.4 Discussions et conclusions

### 3.4.1 Sur le traitement d'antenne

#### 3.4.1.1 Calibration des capteurs

Nous avons mentionné à de nombreuses reprises que les méthodes d'analyse en réseau ne revenaient *in fine* qu'à des problèmes d'estimation de délais entre les temps d'arrivées aux capteurs. Il s'en suit que plus l'espacement entre les capteurs est réduit, plus le traitement d'antenne sera sensible à des faibles variations en temps. Les fluctuations temporelles non-induites par la propagation des ondes seules proviennent essentiellement de deux effets : un système d'acquisition non-homogène (unités d'acquisition, récepteurs GPS et capteurs différents) et une mauvaise connaissance de la réponse des capteurs. Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé la réponse des capteurs fournies par les constructeurs pour corriger les enregistrements de la réponse instrumentale. Or, les capteurs sismologiques dont nous disposions n'ont jamais été "calibrés"

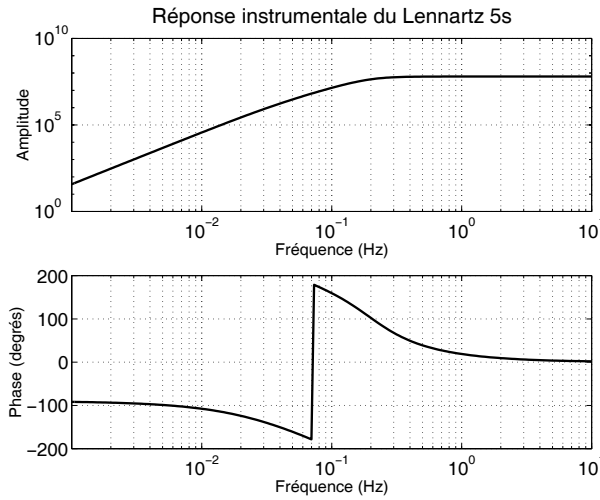


FIG. 3.39 – Réponse instrumentale du Lennartz 5s (Le3D) en amplitude et en phase.

depuis leur date d'acquisition (plusieurs années pour certains) et il est fort probable que, comme pour tout système mécanique, leur réponse ait été quelque peu modifiée depuis. Les capteurs sismologiques qui nous ont posé le plus de problèmes ont été les Lennartz 5s. Au voisinage de fréquence de coupure du capteur, la phase du capteur varie de façon très importante, ce qui se traduit en temps par des erreurs de quelques millisecondes (Figure 3.39). En principe, la réponse instrumentale d'un capteur est définie par un certain nombre de pôles et de zéros ; et la déconvolution de l'enregistrement par sa réponse instrumentale revient en théorie à simplement diviser le spectre de Fourier enregistré par la fonction de transfert du sismomètre (Scherbaum, 1996). Or, en pratique, les pôles et les zéros du capteur Lennartz 5s ne sont pas bien définis, la réponse instrumentale de ce capteur étant plutôt décrite par une multitude de pôles et de zéros (Fels, communication personnelle). Il s'en suit que cette mauvaise connaissance de la réponse des capteurs Lennartz ait pu se traduire par une déformation des formes d'ondes au voisinage de 0.2 Hz qui correspond à notre fréquence d'intérêt.

#### 3.4.1.2 Qualité des résultats et perspectives

Un inconvénient majeur du traitement d'antenne sur des signaux aussi complexes que ceux enregistrés sur Grenoble tient à la non existence d'un indice de qualité sur les paramètres estimés. Certes, la production de résultats paraissant cohérents les uns avec les autres fournit un premier élément de fiabilité. Cette fiabilité serait accrue (ou non) en réalisant le même traitement sur des données simulées.

Par ailleurs, nous avons eu une approche très indirecte pour évaluer les types d'ondes se propageant au travers le réseau : 1) analyse MUSIC sur les trois composantes du sismogramme prises séparément ; 2) analyse de polarisation réalisée sur les formes d'ondes identifiées de fa-

gon identique par les deux composantes horizontales du sismogramme. Une dispersion sur les estimations ainsi qu'une perte d'information sur les caractéristiques des ondes est certainement introduite par cette approche en deux temps.

Aussi, un traitement d'antenne simultanément sur les trois composantes du sismogramme devrait permettre d'affiner l'identification des caractéristiques de propagation des ondes et, surtout, d'accéder directement aux caractéristiques de polarisation. Wagner (1996) propose par exemple une méthode basée sur la matrice de covariance 3 composantes du signal pour estimer simultanément les paramètres de propagation des ondes et leurs caractéristiques de polarisation. Dans le domaine de la sismique, Le Bihan (2001), suggère une méthode de séparation d'ondes prenant en compte la nature 3D des signaux reçus aux capteurs (signaux multicomposantes représentés sous la forme de quaternions ou sous la forme trimodale) et explicite notamment l'évaluation de la matrice spectrale pour ces signaux (du moins pour les signaux rangés dans des tableaux trimodaux). Il pourrait alors être intéressant d'intégrer à l'analyse MUSIC, non plus la matrice spectrale évaluée à partir d'une composante du signal mais la matrice spectrale évaluée à partir des trois composantes simultanément.

### 3.4.2 Sur les effets de site dans le bassin grenoblois

L'étude du champ d'ondes diffracté dans le bassin grenoblois nous a conduit à dire que les ondes diffractées portaient quatre fois plus d'énergie que les ondes directes. Les ondes latérales sont donc un acteur prépondérant de l'effet de site à Grenoble. Mais est-il le seul ? Des études relevant d'autres thématiques de l'aléa sismique ont été réalisées au cours des trois dernières années sur le site de Grenoble. Ces études concernaient les effets d'interaction site-ville et de non-linéarité : le premier est un acteur aggravant et le second, au contraire, un acteur réducteur.

#### 3.4.2.1 Effet site-ville

Les études conduites notamment par Guéguen (2000) montrent que la ville peut avoir un effet aggravant sur le mouvement du sol lorsqu'elle subit un tremblement de terre. En effet, le bâti, via des phénomènes d'interaction Sol-Structure-Sol, peut relibérer de l'énergie sismique, favoriser le piégeage et modifier ainsi le mouvement du sol de façon conséquente. Lors du séisme de Guerrero-Michoacan de 1985, le mouvement du sol observé sur le domaine du Lac montra un allongement particulièrement important de la durée du mouvement du sol et surtout la présence de battements monochromatiques. Chavez-Garcia (1991), dans une synthèse des différentes études réalisées sur ce séisme, conclut qu'aucune explication ne permet d'expliquer complètement les sismogrammes observés et notamment les battements monochromatiques observés. Guéguen (2000), dans son étude de l'interaction Sol-Structure à Mexico, montra que l'effet site-ville y est non négligeable de par la faible épaisseur du remplissage sédimentaire composé essentiellement d'argiles molles

( $V_s=65$  m/s). Outre l'aspect purement interaction site-ville, Guéguen (2000) montra que la prise en compte des effets d'interaction sol-structure-sol permettait d'expliquer les battements monochromatiques et l'allongement anormal des séismogrammes enregistrés dans la région du Lac. Guéguen *et al.* (1999) réalisèrent une étude similaire dans l'agglomération Grenobloise. Dans le cas de Grenoble, les simulations semblent montrer que l'effet site-ville est négligeable, l'épaisseur et la rigidité du remplissage sédimentaire étant trop importants pour que les effets Structure-Sol modifient de façon conséquente le mouvement du sol.

### 3.4.2.2 Non-linéarité

Le comportement non-linéaire du sol sous forte sollicitation sismique peut particulièrement modifier ce mouvement. Les comportements non-linéaires du sol se manifestent sur les signaux sismologiques par une atténuation des hautes fréquences, un décalage spectral vers les basses fréquences, une diminution de l'amplitude des composantes horizontales et parfois une augmentation de celle verticale (Lussou, 2001). Les effets non-linéaires, a contrario des effets de contraste d'impédance et d'effets multidimensionnels, tendent ainsi à désamplifier le mouvement du sol, ce qui peut s'avérer bénéfique en terme de dommages aux structures. Lussou (2001) a étudié les effets non-linéaires du mouvement du sol sur le site du synchrotron (libellé SYNC sur la Figure 3.5). Il montre que pour des sollicitations variant de 0.2 à 0.8 g, le mouvement calculé à la surface est en moyenne inférieur au mouvement d'entrée du modèle (facteur 0.5 en moyenne). Cependant, dans son étude, l'effet désamplificateur du mouvement est essentiellement dû à la présence d'un gradient de vitesse inversé à une trentaine de mètres de profondeur. Par ailleurs, son étude était localisée sur les 50 premiers mètres du remplissage et ne prenait pas en compte toute la colonne de sol. Bard (communication personnelle) réalisa des simulations simples (modèle non-linéaire équivalent) pour estimer l'effet non-linéaire sur toute la colonne de sol avec les paramètres géophysiques estimés sur le site de Montbonnot. Les amplifications temporelles et fréquentielles obtenues sont présentées sur la Figure 3.40 pour le cas de séismes de magnitude 5 et 6 en considérant soit un modèle élastique, soit en prenant un contexte de non linéarité faible<sup>4</sup> (NL faible), soit une non-linéarité forte<sup>5</sup> (NL forte). Les effets non-linéaires restent modérés dans un cas 1D mais restent à quantifier sur des ondes latérales.

### 3.4.3 Conclusions

Sur Grenoble, l'effet de site semble principalement dû à des effets de site multidimensionnels caractérisés par des ondes de surface générées localement sur les bords de bassin qui véhiculent quatre fois plus d'énergie que les ondes directes. Les études réalisées ici ne concernent que des séismes modérés et/ou de faibles mouvements incidents. La question est alors : ces effets sont-ils

---

<sup>4</sup>Modèle hyperbolique avec diminution de moitié du module de rigidité pour  $\gamma = 10^{-3}$

<sup>5</sup>Modèle hyperbolique avec diminution de moitié du module de rigidité pour  $\gamma = 0.3 \cdot 10^{-3}$

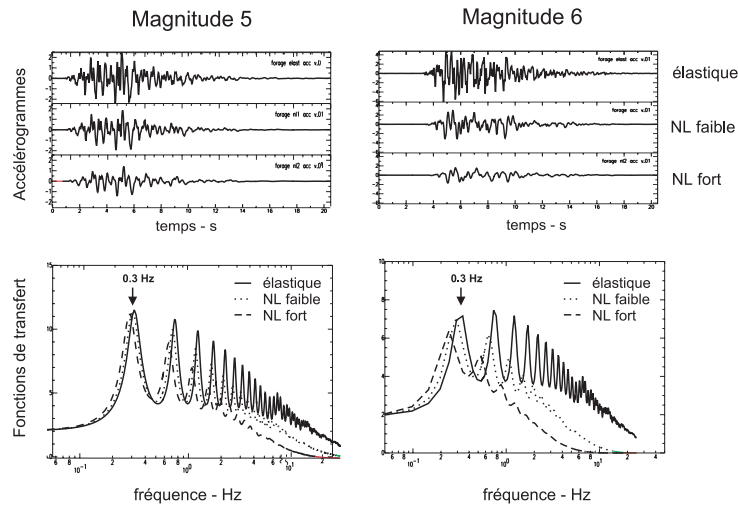


FIG. 3.40 – Effet non-linéaire (modèle non-linéaire équivalent 1D) calculé pour des sollicitations sismiques correspondant à un magnitude 5 (accélération de 0.6 m/s<sup>2</sup>) et à un magnitude 6 (accélération de 1.5 m/s<sup>2</sup>). Le modèle de colonne de sol est celui évalué sur le site du forage de Montbonnot. (Bard, *communication personnelle*).

aussi importants en cas de fort séisme à proximité de Grenoble ? La physique de propagation des ondes étant la même, il n'y a aucune raison pour que ces ondes de bords de bassin ne soient pas aussi importantes. La problématique tiendrait plus à des effets éventuels de directivité de source, des effets de focalisation d'énergie dans certaines parties du bassin dus à des irrégularités de la géométrie du bassin en profondeur - effets observés notamment par Gao *et al.* (1996) lors du séisme de Northridge -, des effets de diffractions sur des hétérogénéités régionales (Tressols, 1996 ; Gaffet *et al.*, 1998) qui peuvent modifier la distribution de l'importance des diffracteurs et la proportion d'énergie portées par ses diffractées. Le seul moyen d'étudier les effets multidimensionnels à Grenoble pour de plus forts séismes sont les simulations numériques à des fréquences intéressant le génie parasismique ( $> 0.5$  Hz). Ces simulations permettraient aussi de préciser l'effet de l'atténuation des ondes au cours de leur propagation latérale, et notamment l'effet non-linéaire.

## Chapitre 4

# Imagerie sismique de la vallée de l'Isère

---

*Ce chapitre présente les prospections sismiques réalisées le long de la vallée du Grésivaudan (profil de sismique réfraction) et au voisinage du forage profond de Montbonnot (Profil Sismique Vertical et Oblique). Ces prospections permettent de préciser la géométrie du substratum ainsi que les valeurs de vitesse et d'atténuation moyenne des ondes sismiques  $P$  et  $S$  dans cette partie du bassin grenoblois.*

## 4.1 Introduction

Nous avons conclu le chapitre précédent en arguant notamment sur la nécessité de réaliser des modélisations 3D afin de valider les observations et les interprétations de l'analyse de réseau. Les avancées technologiques font que les temps de calcul ne sont plus les facteurs limitants principaux par excellence de la modélisation du mouvement du sol à des fréquences qui intéressent le génie parasismique ( $> 0.5$  Hz). Les facteurs limitants se résument essentiellement à une mauvaise connaissance de la structure et des paramètres rhéologiques du sous-sol et à une connaissance limitée des caractéristiques des sources sismiques potentielles.

C'est aussi dans un souci de caractérisation de la structure et de la rhéologie du sous-sol grenoblois qu'ont été réalisées les explorations géophysiques présentées ici. L'exploration sismique dans le bassin grenoblois a débuté en 1991 avec un profil de sismique réflexion d'orientation NW-SE au voisinage de Voreppe, opéré par la CGG (Compagnie Générale de Géophysique) et financé par le FSH (Fonds de Soutien aux Hydrocarbures). Ce profil, retraité sur les 0.8 premières secondes par Dietrich et Ménard (1995), montra une forme de bassin très encaissante et surtout une profondeur estimée du substratum rocheux très importante (plus de 600 m). Les investigations sismiques réalisées par la suite dans l'agglomération entre 1996 et 1997 (site de Sassenage, Parc Paul Mistral, Iles de Champagnier, sites du Versoud, de la Chantourne et de la Taillat) ainsi que les levés gravimétriques de Vallon (1999) que nous avons évoqués au Chapitre 3, ont permis de confirmer l'épaisseur importante du remplissage sédimentaire. Par ailleurs, il fut observé une variabilité latérale très importante de la profondeur du réflecteur le plus énergétique, soupçonné marquer l'interface sédiments/substratum rocheux (Dietrich *et al.*, 1998).

A l'automne 1999, l'IPSN (Institut de Protection et de Sécurité Nucléaire) réalisa un forage<sup>1</sup> sur le site de Montbonnot (Lemeille *et al.*, 2000). Ce forage représenté sur la Figure 4.1 atteignit le substratum rocheux à 532 m de profondeur. Les diagraphies ainsi que la nature des boues montrent un remplissage sédimentaire relativement homogène et composé essentiellement d'argiles et de sables compactés. Le tableau 4.1 résume les principales formations composant le remplissage sédimentaire. Les vitesses des ondes sismiques P ont été déduites du *log sonic* entre les profondeurs 42 et 560 m. Les vitesses de tranche et moyennes sont indiquées sur la Figure 4.2.

Diverses expériences ont été menées en plus de ce forage :

- sismique réflexion à proximité du forage ;
- sismique réfraction le long de la vallée du Grésivaudan ;

---

<sup>1</sup>Le maître d'ouvrage et maître d'oeuvre était l'IPSN (Institut de Protection et Sécurité Nationale). Le forage a été réalisé par l'entreprise Coreis, le suivi géologique par GEO-RS, les diagraphies différées par la SEMM (Société d'Etudes, de Mesures et de Maintenance).



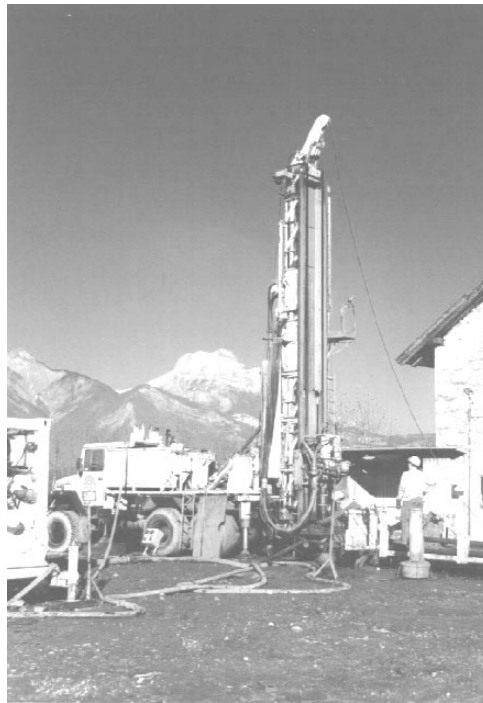


FIG. 4.1 – Forage de Montbonnot.

Profondeur (m)	Nature du remplissage
0-70	sable moyen/grossier
70-150	alternance argile silteuse +/- calcaire et silt argileux
150-200	alternance argile +/- sableuse et +/- calcaire
200-350	argile silteuse
350-480	alternance argile silteuse et silt argilo-sableux
480-530	sable fin/très fin argileux
530-564	marne

TAB. 4.1 – Unités géologiques principales du forage de Montbonnot.

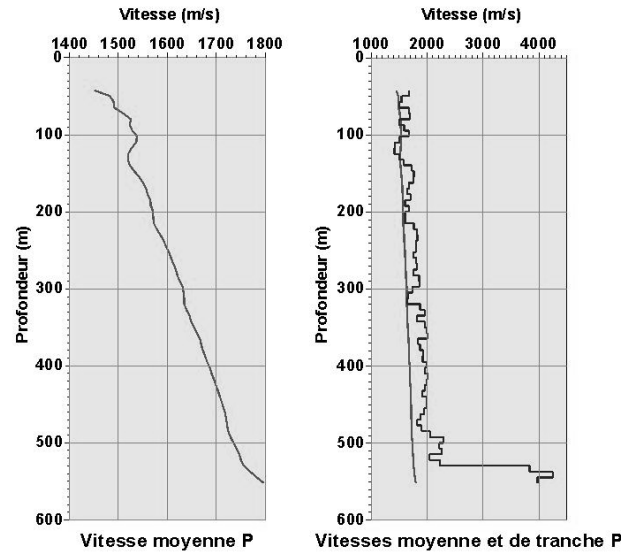


FIG. 4.2 – Vitesse moyenne et de tranche des ondes P sur le site du forage de Montbonnot.

– sismique de puits : profil sismique vertical (PSV) et profil sismique oblique (PSO).

Ces levés ainsi que la localisation du forage sont indiqués sur la Figure 4.3. Ces opérations avaient pour but, d’une part de caler les observations sismiques et gravimétriques sur les données de forage, et d’autre part, de préciser la géométrie de l’interface sédiments/substratum rocheux, de déterminer les valeurs d’atténuation des ondes ainsi que de préciser les valeurs de vitesses des ondes P et S. Dans ce chapitre, nous avons exploité les données de sismique réfraction et de sismique de puits afin de préciser les profils de vitesse des ondes P et S, les facteurs de qualité et la géométrie du substratum. Ainsi que le montre le tableau 4.2, chaque expérience contribue à la définition des paramètres qui nous importent mais à des échelles caractéristiques différentes. Aussi, nous présentons dans un premier temps les différentes expériences réalisées et les informations qu’on a pu en déduire. Puis ces informations seront synthétisées afin de rendre compte d’un modèle géophysique à proximité du forage.

## 4.2 Profil de sismique réfraction

### 4.2.1 Principe de la sismique réfraction

La sismique réfraction est une méthode d’investigation du sous-sol qui consiste à observer en fonction de la distance source-récepteur les temps d’arrivées des ondes qui se sont propagées le long des interfaces (ondes réfractées). Différentes méthodes d’analyse permettent alors de déterminer les vitesses de propagation des ondes P le long des interfaces majeures et d’imager les variations latérales de ces dernières, à condition que la vitesse des ondes P augmente de

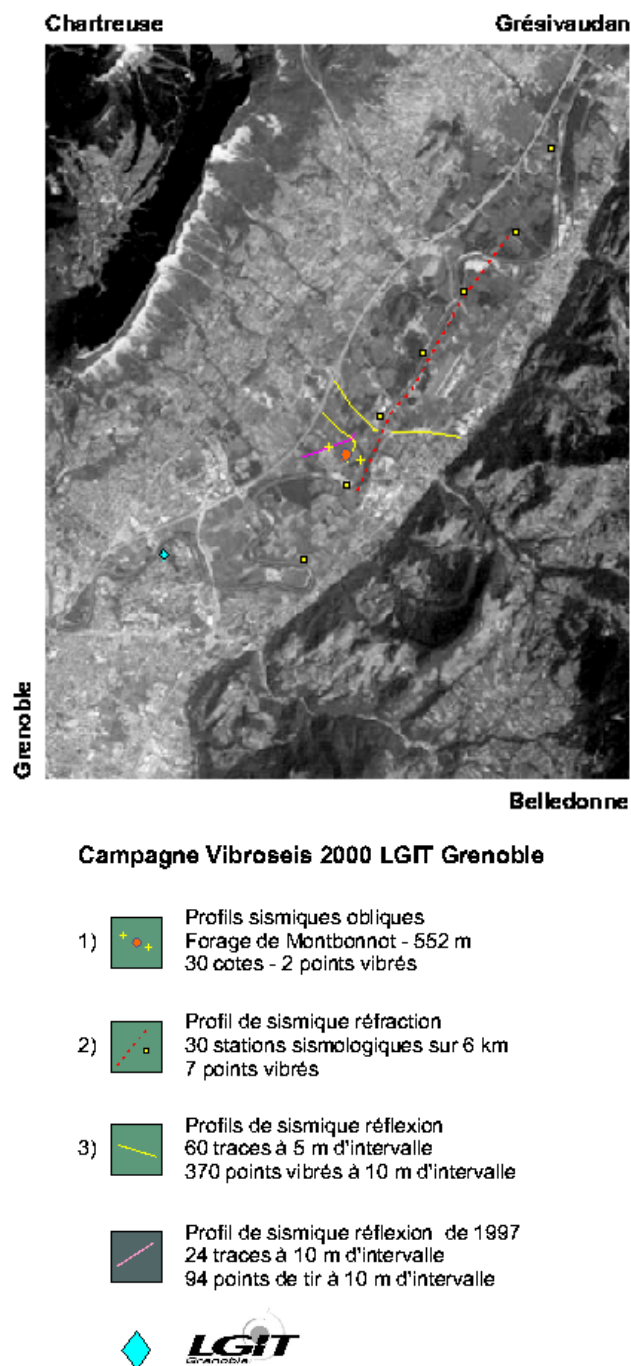


FIG. 4.3 – Localisation du forage et des profils de sismique réflexion, de sismique réfraction et des profils sismiques obliques réalisés entre l'automne 1999 et septembre 2000 dans la vallée du Grésivaudan.

Objectif	Outil	Echelle caractéristique
Géométrie de l'interface sédiments/substratum rocheux	sismique réflexion sismique réfraction PSV/PSO	locale : environs du forage regionale : extension de 6 km locale : voisinage immédiat du forage
Vitesse moyenne dans le substratum et dans les sédiments	sismique réfraction forage	globale : extension de 6 km locale
Vitesse dans les sédiments	PSO PSV	locale locale
Facteur de qualité	PSV	locale

TAB. 4.2 – Apport des différentes expériences à la détermination du facteur de qualité, des vitesses des ondes sismiques et de la géométrie de l'interface sédiments/substratum rocheux.

manière continue avec la profondeur. La Figure 4.4a illustre le principe d'acquisition. Les temps d'arrivées des premières arrivées sont ensuite pointés afin d'obtenir les hodochrones (Figure 4.4b), c'est-à-dire l'information  $(t, x)$  reliant les temps d'arrivées des ondes réfractées aux dépôts source-récepteur. Les différents segments identifiés sur les hodochrones permettent de déterminer les modèles  $(v, z)$  donnant les profondeurs des principales interfaces et les vitesses de part et d'autre de celles-ci. (Lavergne, 1986). La sismique réfraction est beaucoup moins résolutive que la sismique réflexion en terme d'imagerie des interfaces lorsque le milieu présente des contrastes de vitesse importants, comme c'est le cas à la base des remplissages alluviaux. Elle a cependant l'avantage de fournir la vitesse dans le substratum et une estimation de la profondeur de l'interface sur de grandes distances.

#### 4.2.2 Acquisition des données

Dans notre étude sur Grenoble, nous avons en fait profité de la présence d'un camion vibreur de 16 tonnes (Mertz M22) amené à Grenoble pour l'enregistrement de plusieurs kilomètres de sismique haute résolution pour le LGIT et le LGCA (Laboratoire de Géodynamique des Chaînes Alpines), pour réaliser dans une journée un profil de sismique réfraction d'ouverture assez grande pour imager la topographie de l'interface sédiments/substratum dans la vallée de l'Isère. Compte-tenu de la profondeur de cette interface (entre 400 et 800 m autour de Grenoble (Vallon, 1999)) et du contraste de vitesse à la base des sédiments (facteur 2 au moins), un profil de longueur pluri-kilométrique était nécessaire. L'acquisition a été réalisée de manière analogue à l'enregistrement d'un profil de sismique réfraction superficiel : utilisation de 20 à 30 capteurs régulièrement répartis le long du profil ; multiplication du nombre de positions de la source pour imager les variations latérales des interfaces.

Dans notre étude, la source utilisée était un signal vibrosismique avec balayage linéaire ascendant de la fréquence entre 8 et 100 Hz sur une durée de 20 s afin d'injecter une énergie significative dans le sous-sol. Les caractéristiques et propriétés d'une telle source sont détaillées en annexe de

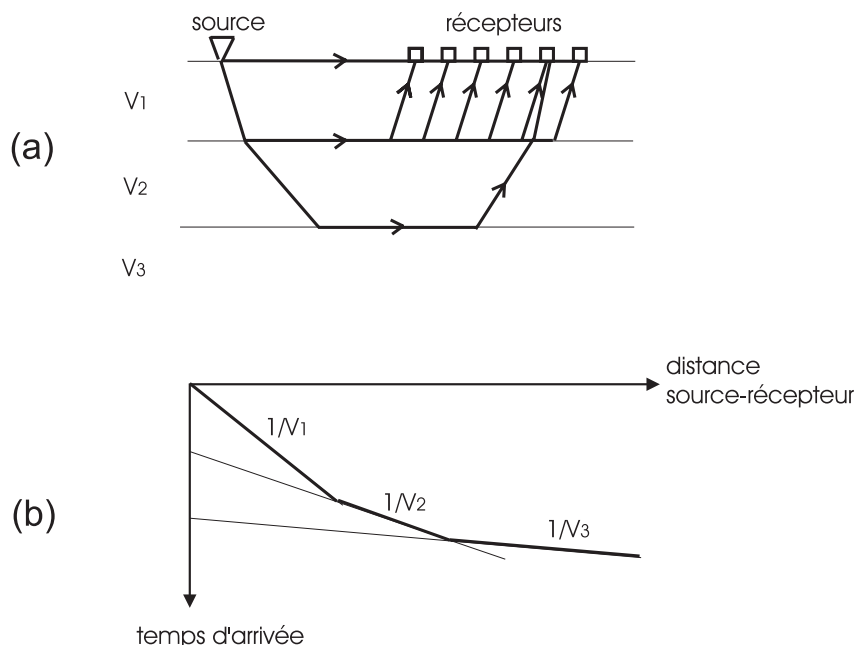


FIG. 4.4 – Principe de la sismique réfraction : a) dispositif d’acquisition, b) hodochrones ( $V_3 > V_2 > V_1$ ).

ce chapitre. Le principe sommaire de la méthode consiste à émettre un signal long avec des caractéristiques déterminées à l’avance. La corrélation des enregistrements avec le signal pilote permet d’obtenir des sections similaires à celles directement enregistrées avec des sources impulsionnelles (explosions, chute de poids). Pour la sismique réfraction, la source Vibroseis n’était pas, *a priori*, une source particulièrement indiquée à cause de la déformation importante du signal pilote au cours de sa propagation dans des sédiments très atténuants et des difficultés de corrélation que cela implique particulièrement pénalisant pour le pointé des premières arrivées.

La Figure 4.5 montre a) le signal utilisé, b) l’amplitude de son spectre de Fourier, c) sa signature dans le plan temps-fréquence et d) son autocorrélation (ondelette de Klauder, cf annexe 4.6). On peut remarquer que l’amplitude du spectre de Fourier n’est pas tout à fait plat entre 8 et 120 Hz, ce qui signifie que le balayage en fréquence du signal vibrosismique n’est pas tout à fait linéaire.

L’expérience de sismique réfraction a été réalisée le long de la vallée du Grésivaudan le 21 septembre 2000. Le profil, indiqué sur les Figures 4.3 et 4.6 comportait 30 stations sismologiques approximativement alignées selon une direction NE-SW et espacées d’environ 200 m. Chaque station comprenait un sismomètre 3 composantes de bande passante 2 - 40 Hz (capteurs L22 de type MarkProducts) connecté soit à une unité d’acquisition de type Minititan 3XT ou bien Hathor. Le pas d’échantillonnage était fixé à 250 Hz en mode continu. Chaque unité d’acquisition était connecté à un récepteur GPS mis en mode de réception continu afin d’avoir une échelle de temps précise. Nous avons considéré sept points de vibration espacés d’environ 1.5 km dont deux

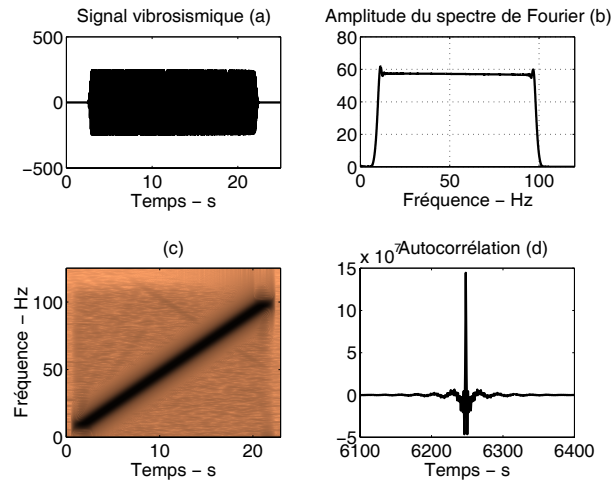


FIG. 4.5 – Signal vibrosismique utilisé dans notre étude : a) signal en temps, b) amplitude de son spectre de Fourier, c) représentation temps-fréquence, d) autocorrélation.

à l'extérieur du profil, deux aux extrémités du profil, un au centre du dispositif et deux positions intermédiaires, conformément aux procédures utilisées en sismique réfraction superficielle pour l'application de la méthode des délais. A chaque point vibré, une vingtaine d'enregistrements a été réalisée dans le but d'améliorer, au traitement des données, le rapport signal/bruit par une sommation des enregistrements. Comme l'électronique du Vibroseis ne comportait pas de récepteur GPS donnant l'instant précis  $T_0$  du déclenchement de la source, nous avons fixé sur la plaque du camion vibroseis un géophone vertical de 4.5 Hz. Ce géophone était connecté à une unité d'acquisition de type Reftek à laquelle était également connecté un sismomètre L22 placé à environ 2 m de la plaque.

### 4.2.3 Détermination du $T_0$ et corrélation du signal

Avant toute interprétation et comme cela est signalé en annexe de ce chapitre, il nous faut dans un premier temps évaluer précisément les instants d'émission de la source pour recaler en temps les enregistrements obtenus aux capteurs et corréler le signal source avec les signaux enregistrés par les récepteurs.

#### 4.2.3.1 Evaluation de l'heure d'émission de la source

Le temps  $T_0$  ("Time Break") théorique (généré par le calculateur du camion vibroseis) de l'émission de la source a été déterminé en corrélant la première seconde du signal pilote avec la première seconde du signal enregistré par le géophone fixé sur la plaque du camion vibreur (au delà de 2-3 secondes, le signal du géophone sature). Le géophone étant connecté à une unité d'acquisition à laquelle était également relié un récepteur GPS, cette corrélation nous permet de connaître l'instant de début d'émission de la source. La Figure 4.7 illustre la procédure mise

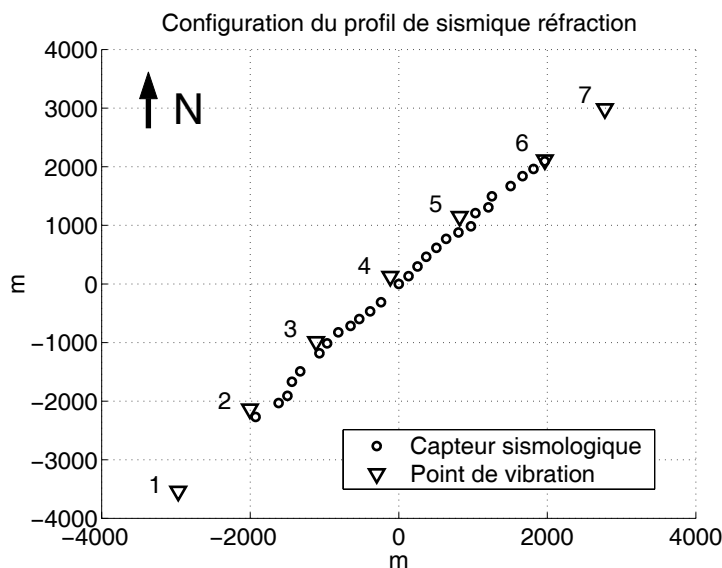


FIG. 4.6 – Configuration du profil de sismique réfraction. Les points vibrés sont numérotés de 1 à 7.

en oeuvre pour déterminer  $T_0$ . Une fois les valeurs de  $T_0$  connues, les traces ont été recalées en temps puis sommées pour un même point de vibration. Les composantes horizontales des enregistrements ont ensuite subies une rotation afin d’obtenir les composantes longitudinales et transversales par rapport à la direction du profil. La Figure 4.8 montre un exemple de section brute obtenue pour le point de vibration 4 (voir la Figure 4.6 pour la localisation de ce point de vibration).

#### 4.2.3.2 Corrélation du signal source avec les signaux enregistrés

Nous avons vu que le signal pilote dont on disposait n’était pas tout à fait linéaire en fréquence, et que cette information était un signal théorique et non pas le signal réellement transmis dans le sol. Nous avons dans un premier temps corrélié les signaux reçus aux géophones avec le signal pilote. Le résultat de la corrélation n’est pas très bon : au lieu d’observer des impulsions brèves représentatives de la réponse sismique des différents réflecteurs, nous observons plutôt une série d’oscillations comme l’illustre la Figure 4.9. Ce “pédalage” ne facilitant pas le pointé des temps d’arrivées, nous avons tenté d’améliorer la corrélation des sections sismiques.

#### Utilisation du signal enregistré par la plaque comme signal pilote

La littérature sur l’emploi de sources vibrosismiques (Li *et al.*, 1995 ; Seriff *et al.*, 1970) révèlent que des effets de couplage non-linéaires entre le sol et la plaque et/ou des effets non-linéaires liés à la mécanique même du vibreur peuvent provoquer des distorsions harmoniques. Après corrélation entre le signal pilote et le signal reçu au capteur, ces distorsions se matérialisent

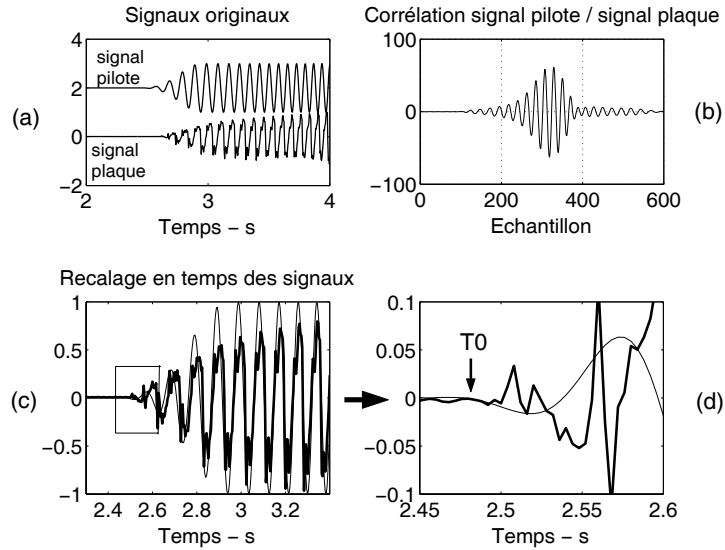


FIG. 4.7 – Corrélation du signal pilote avec le signal enregistré par le géophone fixé sur la plaque du vibroseis. a) signal pilote et signal enregistré sur la plaque du camion vibreur, b) corrélation du signal pilote avec le signal de la plaque, c) signaux recalés en temps, d) agrandissement de la figure c) et détermination de  $T_0$ .

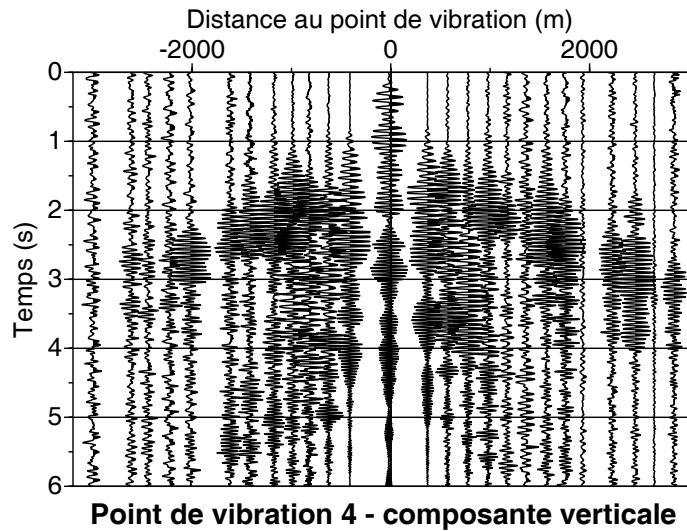


FIG. 4.8 – Exemple de section sismique brute obtenue en assemblant les composantes verticales des enregistrements pour le point de vibration 4 (voir la Figure 4.6 pour la localisation précise du point de vibration).



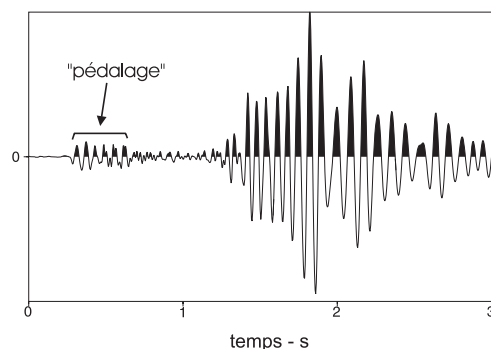


FIG. 4.9 – Exemple de corrélation entre le signal pilote et un signal enregistré.

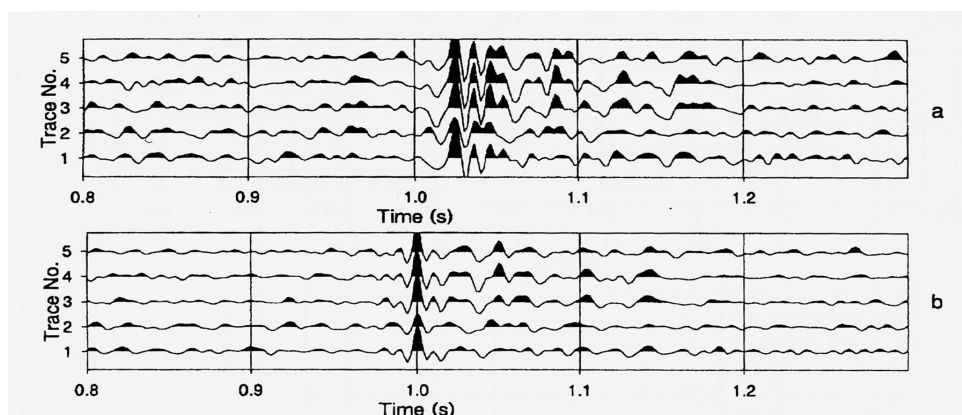


FIG. 4.10 – Résultat de la corrélation du signal enregistré avec a) le signal pilote ; b) le signal enregistré sur la plaque du camion vibreur. *Reproduit de Li et al. (1995)*

soit par la présence d'oscillations en avance sur le signal corrélé soit par un décalage en temps du signal corrélé conduisant à une mauvaise interprétation des sections sismiques. Li *et al.* (1995) proposent non pas d'utiliser le signal pilote mais plutôt celui enregistré à la base de la plaque, plus représentatif des mouvements réellement transmis dans le sol. L'utilisation de ce signal "vrai" permet de s'affranchir des distorsions harmoniques comme l'illustre la Figure 4.10. Comme les phénomènes de "pédalage" mis en évidence par Li *et al.* (1995) ressemblaient à ce qu'on peut observer sur la Figure 4.9, nous avons tenté d'utiliser la sortie du géophone fixé sur la plaque du géophone comme signal pilote. La difficulté vient alors de la saturation du géophone au bout de 2 à 3 secondes du fait de l'amplitude importante des vibrations de la plaque. Une représentation temps-fréquence du signal du géophone (Figure 4.11c) exhibe de nombreuses droites : la mieux marquée correspond à la représentation temps-fréquence d'un signal non-saturé (Figure 4.11a) et les autres correspondent à des harmoniques du signal d'origine, ce que montre la représentation temps-fréquence du signal pilote volontairement saturé (Figure 4.11b). Dans la mesure où les harmoniques n'interfèrent pas avec le signal fondamental, nous avons tenté de désaturer ce signal en utilisant une méthode de décomposition multi-échelles du signal (décomposition en ondelettes). Les contributions les plus énergétiques de la décomposition en ondelettes sont retenues

et le signal est recomposé. Cette opération a été réalisée en collaboration avec Antoine Roueff du LIS (Laboratoire des Images et des Signaux) de Grenoble. La signature temps-fréquence du signal désaturé est représentée sur la Figure 4.11d), l'amplitude et la phase dépliée du spectre de Fourier sur les Figures 4.11e) et 4.11f). La désaturation du signal est bonne en terme de représentation temps-fréquence et de reconstitution de la phase. Par contre, le niveau plat de l'amplitude du spectre de Fourier n'est pas exactement retrouvé. La corrélation des signaux avec le signal du géophone désaturé n'a pas amélioré la lisibilité des sections sismiques de manière significative.

### Autres tentatives et conclusion

D'autres améliorations de la corrélation ont été tentées, notamment l'utilisation du signal non-saturé enregistré par un capteur à proximité du camion vibreur, de signaux pilotes intégrant les effets théoriques d'atténuation et de dispersion du milieu entre la source et les récepteurs (modèle à  $Q$  constant), ou le blanchiment préalable des données. Aucun essai n'a été fructueux. La corrélation a finalement été réalisée avec le signal pilote original, qui fournit habituellement d'excellents résultats dans une configuration de sismique réflexion. La Figure 4.12 montre le résultat de la corrélation de la section sismique présentée sur la Figure 4.8. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette médiocre corrélation :

- le niveau de bruit de fond est très élevé du bassin grenoblois. Ce bruit n'étant ni blanc ni stationnaire en temps et/ou distance, il est très difficile à éliminer ou même à réduire ;
- l'atténuation apparente combinée à la non-causalité de l'ondelette de Klauder (a support non-borné) pourrait engendrer des phénomènes de pédalage important ;
- il est possible aussi que la source n'ait pas été assez puissante, que les appareils de mesure utilisés n'aient pas été assez sensibles dans la gamme de fréquences excitée ou encore que le signal pilote non réellement linéaire en fréquence ait engendré une mauvaise corrélation de la phase.

L'implication majeure de ces problèmes de corrélation est que les pointés ne sont pas aussi précis que nous l'aurions souhaité et que certaines phases ne pourront être identifiées (converties P-S par exemple).

#### 4.2.4 Évaluation des vitesses moyennes et de la profondeur du substratum

Les pointés des premières arrivées ont été réalisées avec le logiciel Winsism ([www.wgeosoft.ch](http://www.wgeosoft.ch)). Nous présentons sur les Figures 4.13, 4.14 et 4.15 les sections sismiques obtenues après corrélation sur les composantes verticales, longitudinales et transversales. Les lignes en surimpression sur les différentes sections représentent les pointés des temps d'arrivées des ondes réfractées déterminés à partir des composantes verticales, là où le pointé est raisonnablement possible.

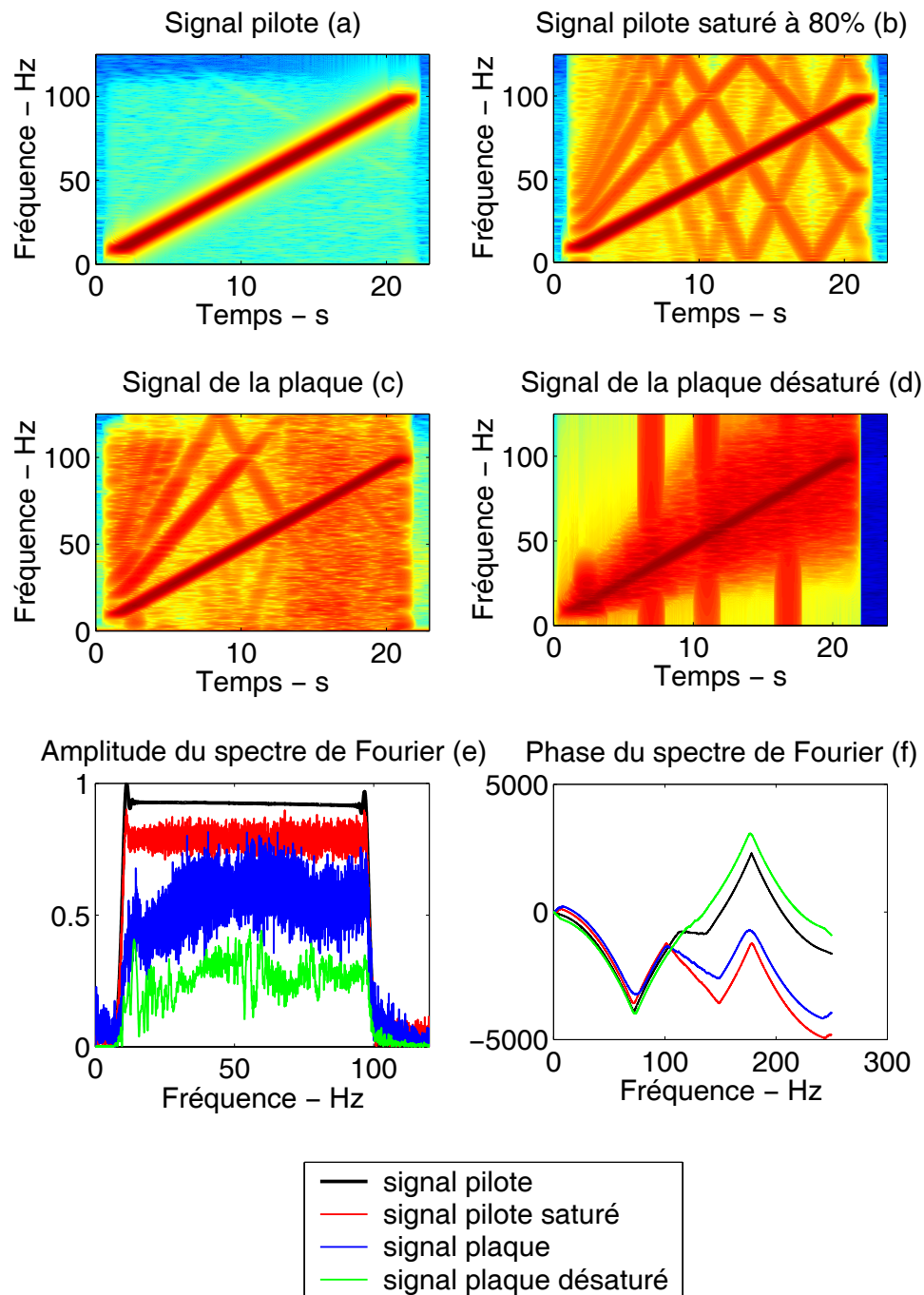


FIG. 4.11 – a) signature temps-fréquence du signal pilote, b) signature temps-fréquence du signal pilote saturé à 80%, c) signature temps-fréquence du signal du géophone fixé sur la plaque du camion vibreur, d) signature temps-fréquence du signal de la plaque désaturé, e) amplitude du spectre de Fourier des signaux a) à d) (pour des raisons de lisibilité, les valeurs des niveaux plats sont arbitraires), f) phase dépliée du spectre de Fourier des signaux a) à d).

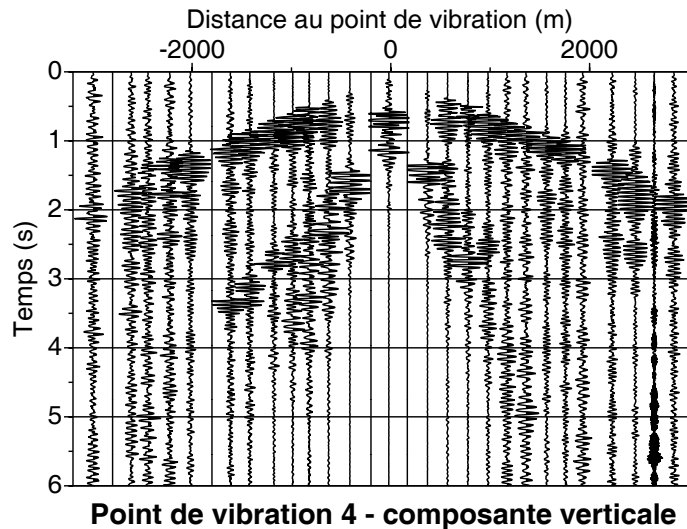


FIG. 4.12 – Exemple de section sismique obtenue après corrélation avec le signal pilote. La section représentée est celle obtenue au point de vibration 4 représentée de manière brute sur la Figure 4.8.

Le parallélisme apparent des hodochrones des ondes directes montre que, du moins dans les parties les plus superficielles, il n'y a pas (ou très peu) d'hétérogénéités latérales de vitesse. Quant aux ondes réfractées, la dissymétrie des pentes observées entre le tir 'direct' (point de vibration 2, PV02) et le tir 'inverse' (point de vibration 6, PV06) reflète une variation de pendage du substratum rocheux du SW (PV02) à l'aval vers le NE (PV06) à l'amont. En effet, les ondes réfractées apparaissent sur la section PV02 avec une vitesse apparente plus forte (pente plus faible) que sur la section PV06.

L'évaluation des vitesses 'vraies' et l'inversion en profondeur ont été réalisées à l'aide du logiciel SIP (Rimrock Geophysics) en utilisant la méthode des délais. Les ondes directes ne se propageant que dans les parties superficielles des sédiments, la vitesse moyenne des ondes P directes ne représente que la vitesse dans la partie la plus superficielle du remplissage sédimentaire. De même, comme les ondes réfractées ne se propagent que le long de l'interface sédiments-substratum, la vitesse estimée est représentative de la vitesse au toit du substratum. Les vitesses moyennes des ondes P dans les sédiments et au toit du substratum sont respectivement de 1700 m/s et 5580 m/s. Quant aux profondeurs du substratum rocheux, elles augmentent considérablement en direction de Grenoble, du NE au SW, en passant de 500 à 750 m environ sur une distance de 6 km.

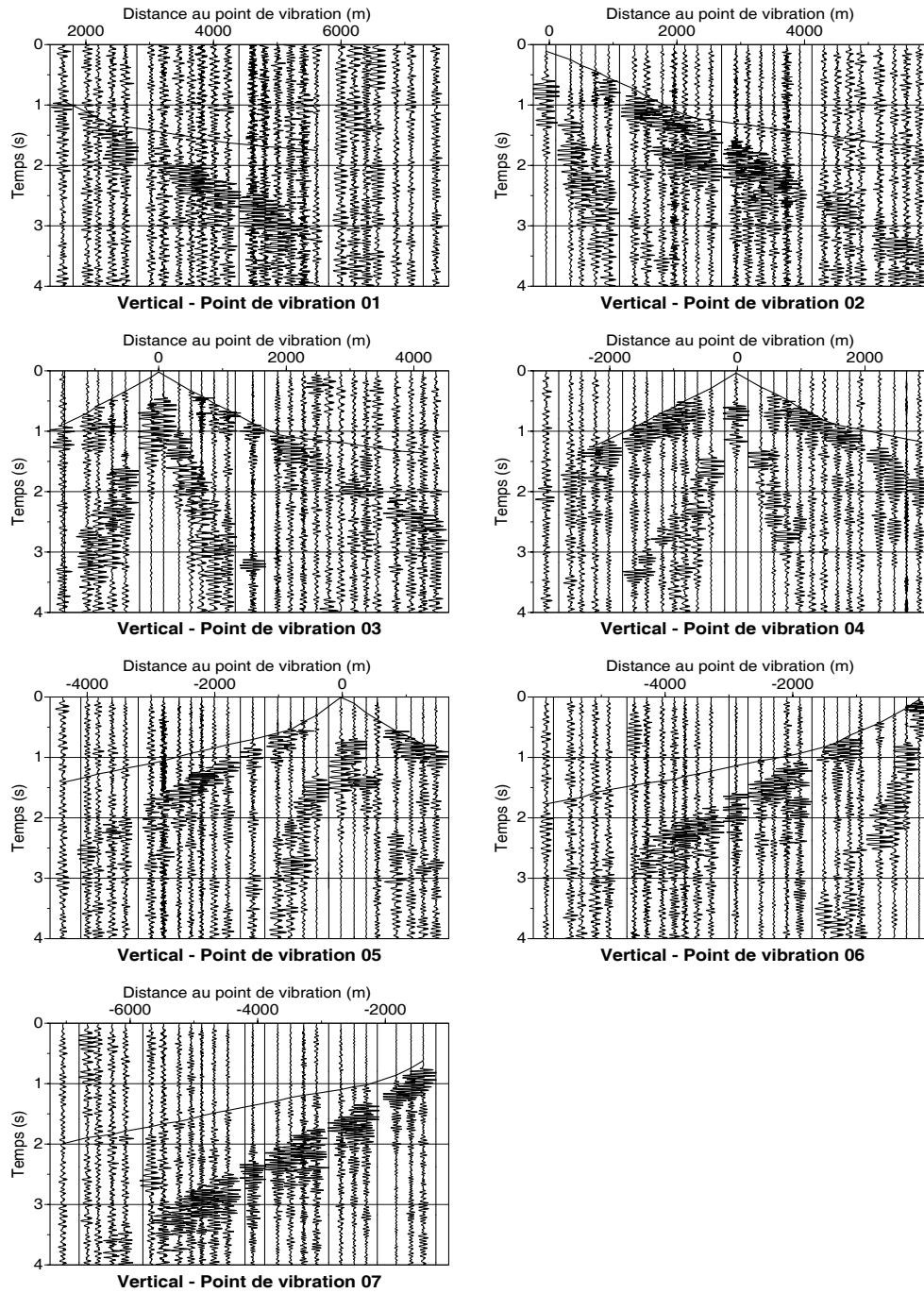


FIG. 4.13 – Sections sismiques obtenues après corrélation des composantes verticales. Les lignes en surimpression représentent les temps d'arrivées pointés des ondes réfractées.

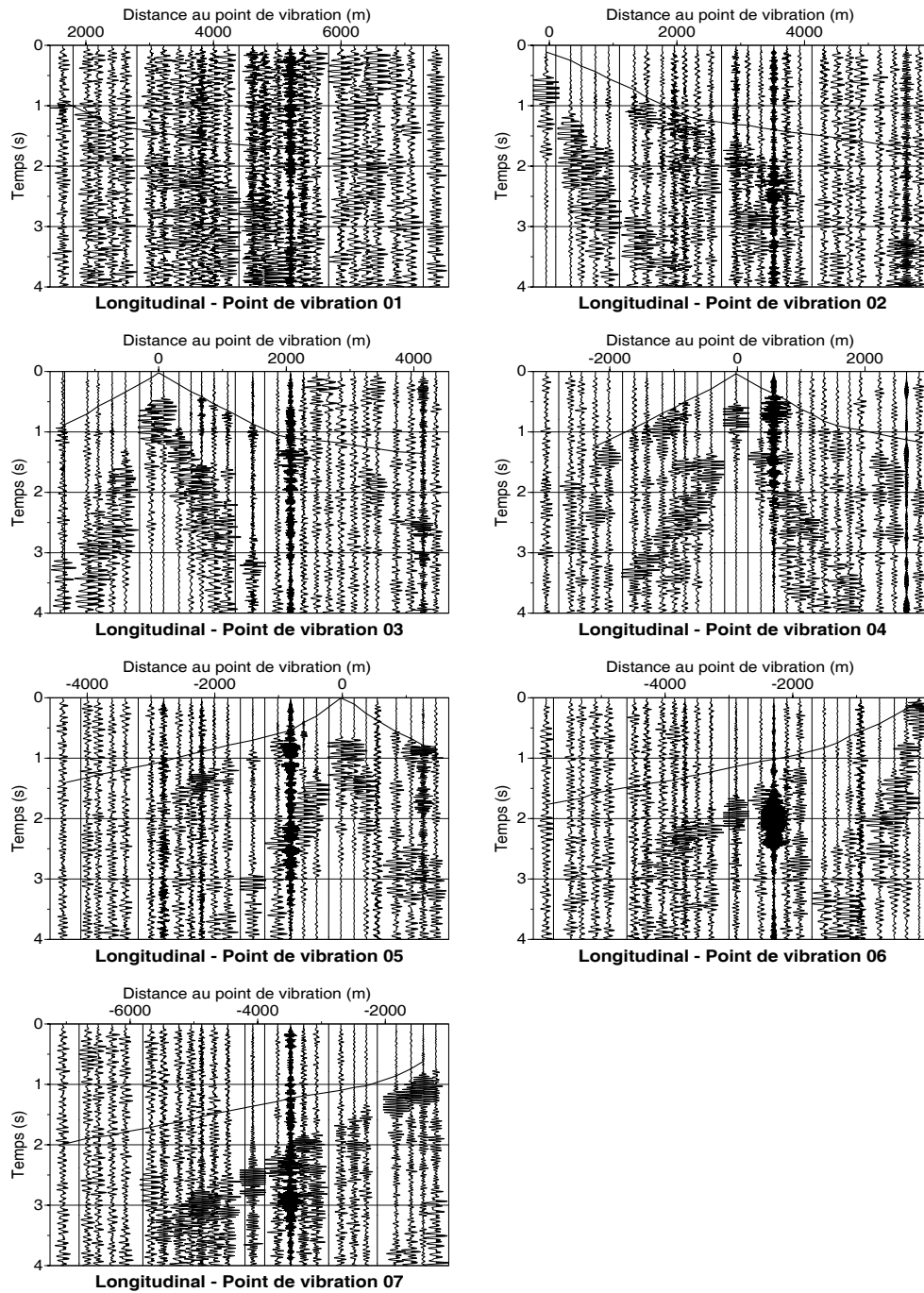


FIG. 4.14 – Sections sismiques obtenues après corrélation et rotation des composantes horizontales orientées selon l'axe du profil. Les lignes en surimpression représentent les temps d'arrivées pointés sur les composantes verticales.

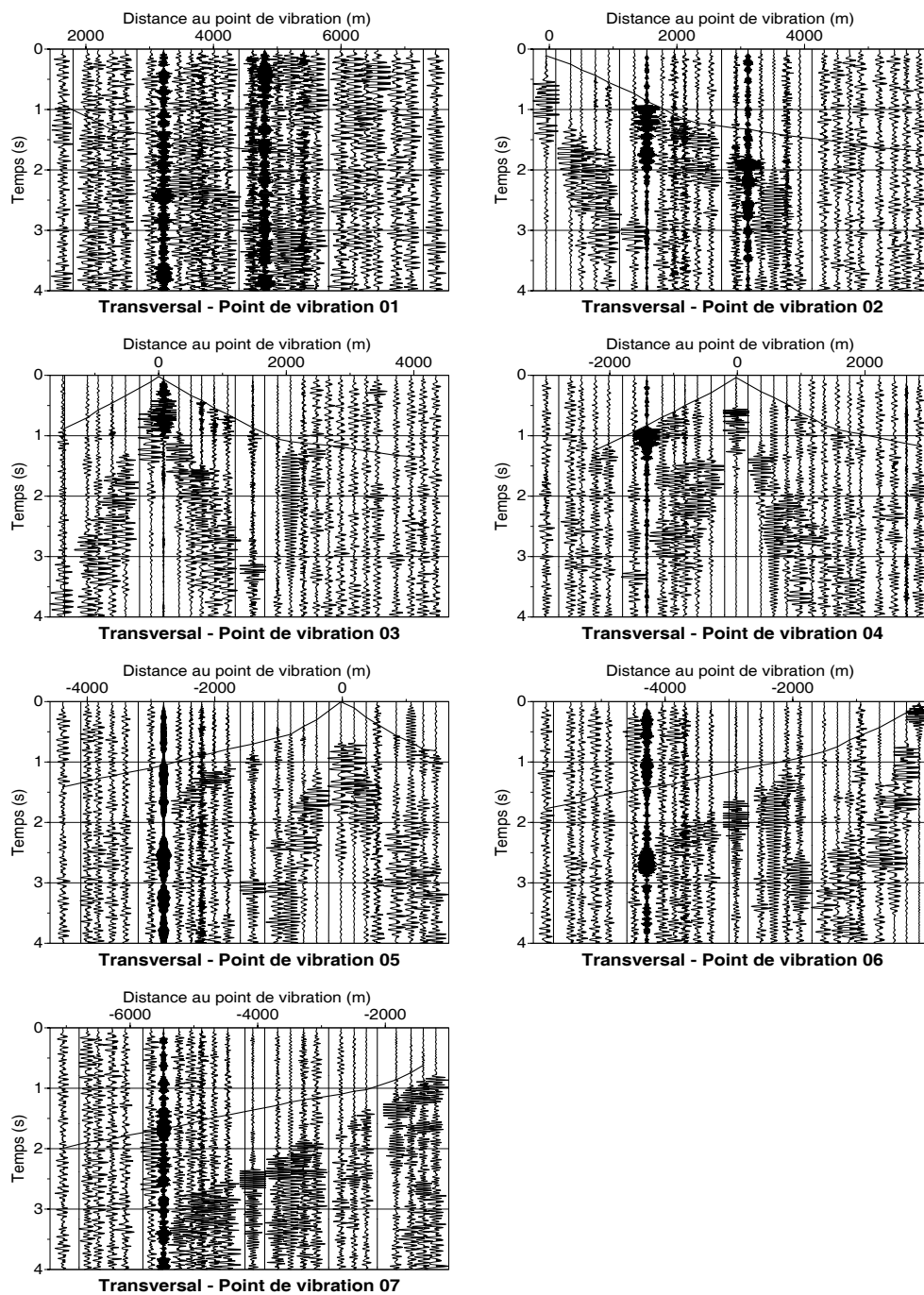


FIG. 4.15 – Sections sismiques obtenues après corrélation et rotation des composantes horizontales orientées perpendiculairement à l'axe du profil. Les lignes en surimpression représentent les temps d'arrivées pointés sur les composantes verticales.

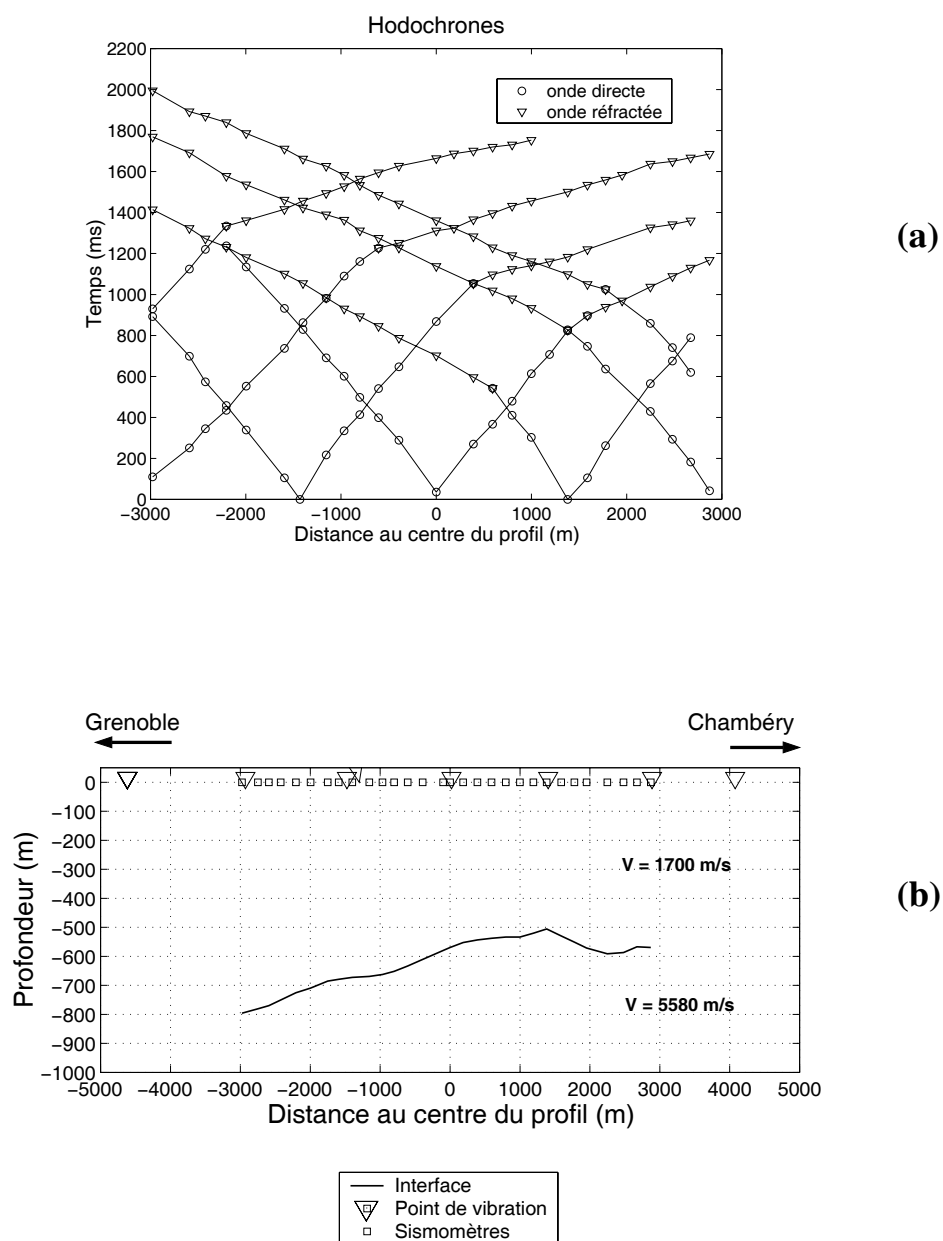


FIG. 4.16 – a) hodochrones des ondes directes et réfractées, b) modèle de profondeur estimé et valeurs moyennes des vitesses des ondes P.



### 4.3 Sismique de puits : Profil de Sismique Vertical (PSV)

Le principe de la sismique de puits consiste à enregistrer à l'aide de géophones placés à différentes profondeurs dans le puits de forage le signal émis par une source positionnée en surface à proximité ou non de la tête du puits. Lorsque le déport entre la source et la tête de puits est faible, on parle de Profil Sismique Vertical (PSV) ; si le déport est plus important, on réalise un Profil Sismique Oblique (PSO). L'intérêt du PSV tient à ce que l'on travaille à déport nul (ou quasi-nul) et donc en incidence quasi-verticale par rapport à des interfaces horizontales. On retrouve donc en grande partie la géométrie de propagation utilisée en sismique réflexion, mais avec la possibilité d'observer la propagation des ondes en fonction de la profondeur, et de la 'corrélér' avec la vérité du terrain. Les PSV sont donc tout à fait appropriés pour obtenir les relations entre les temps de propagation des ondes et la profondeur et les coefficients de réflexion dans la bande de fréquence sismique. L'enregistrement PSV est composé d'ondes de volume de type P et/ou S descendantes<sup>2</sup> et montantes<sup>3</sup> ainsi que d'ondes de tube<sup>4</sup>. Le PSO permet d'explorer horizontalement les structures autour du puits, d'autant plus que le déport source-puits est important. La propagation d'onde oblique de cette géométrie permet aussi d'observer les ondes S éventuellement émises à la source et d'en déduire ses propriétés.

#### 4.3.1 Caractéristiques principales du PSV

Outre l'estimation de la vitesse de propagation des ondes P (Figures 4.2 et 4.17b), le PSV peut être utilisé pour estimer le facteur de qualité des ondes P. En effet, puisque la propagation est quasi-verticale en milieu tabulaire, les trajets correspondant à deux profondeurs données présentent une partie commune. Cette propriété permet d'analyser l'évolution de l'ondelette observée en première arrivée en terme d'atténuation, en utilisant une technique de rapports spectraux. Il est aussi possible d'étudier la décroissance des amplitudes des premières arrivées due à l'atténuation intrinsèque des ondes, au *scattering*, et à la divergence géométrique des fronts d'ondes. Nous reviendrons dans le paragraphe suivant sur la définition de l'atténuation. La configuration ainsi que les différents paramètres d'acquisition du PSV dans le puits du forage de Montbonnot sont indiqués dans le tableau 4.3. La section originale du PSV montrant les champs d'ondes montants et descendants est représentée sur la Figure 4.17a. Nous voyons également apparaître sur ces sections des ondes converties P-S assez énergétiques en fond de vallée, indiquant probablement la présence d'un réflecteur penté.

Dans un premier temps, nous avons aligné en temps les traces obtenues aux différentes pro-

---

<sup>2</sup>Ondes propagées depuis la source jusqu'au géophone. Ces ondes forment les arrivées directes et l'ensemble des arrivées multiples générées par des réflexions sur les discontinuités sismiques situés au dessus du géophone.

<sup>3</sup>Ondes réfléchies primaires sur les discontinuités du milieu et ses multiples.

<sup>4</sup>Ondes de Stoneley de basses fréquences à l'intérieur et au voisinage immédiat d'un puits de forage rempli de fluide.

<b>Source</b>	airgun placé dans une piscine de 8 m de diamètre environ, remplie de 4 m d'eau et située à 34 m de la tête de puits
<b>Temps d'émission</b>	donné par un hydrophone placé dans la piscine
<b>Pas d'échantillonnage</b>	500 microsecondes
<b>Durée d'acquisition</b>	1 s
<b>Nombre de cotes</b>	69, espacées de 7.5 m entre 42 et 552 m de profondeur
<b>Nombre de tirs</b>	147 enregistrements ont été réalisés en répétant 2 ou 3 fois certaines cotes

TAB. 4.3 – Paramètres d'acquisition du PSV (SEMM).

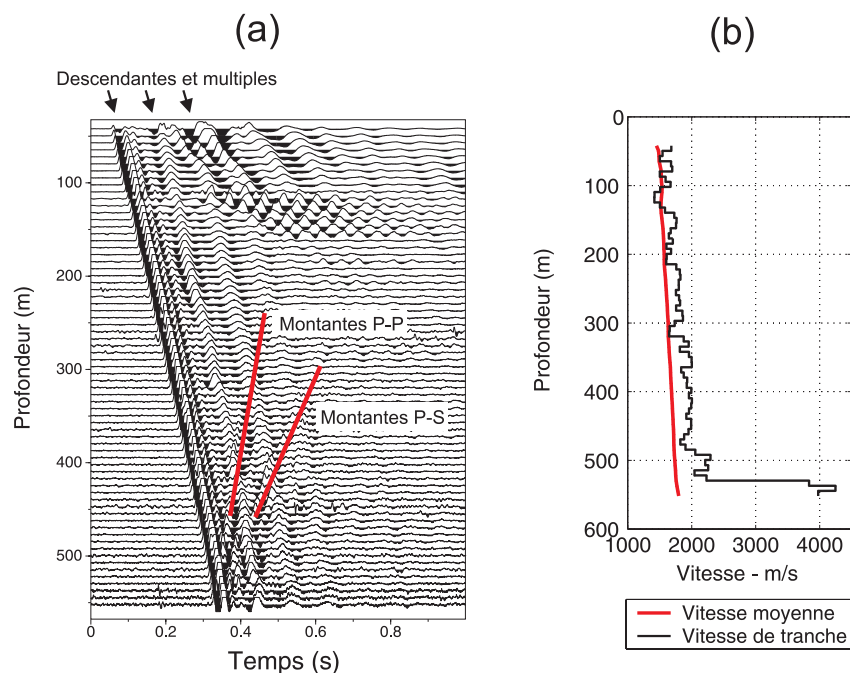


FIG. 4.17 – a) Section PSV brute du forage de Montbonnot et b) vitesses de tranche et moyennes des ondes P déduites des temps d'arrivées des premières arrivées; les vitesses de tranche sont obtenues par dérivation de la vitesse moyenne.

fondeurs. Puis le champ d'ondes descendant (et ses multiples) a été éliminé à l'aide de succession de trois filtres médians d'ordres 3, 5 et 7 : la section filtrée alors obtenue est composée du champ d'ondes montant et de ses multiples. La section d'ondes descendantes et ses multiples est ensuite obtenue par simple différence entre la section initiale et la section filtrée (Mari, 1997). Il suffit ensuite de simplement éliminer les multiples descendants (mise à zéro) pour obtenir le champ d'ondes descendant seul. La Figure 4.18 montre ainsi a) la section résiduelle obtenue après filtrage qui comprend les ondes montantes et ses multiples et b) le champ d'ondes descendant finalement obtenu après suppression de ses multiples.

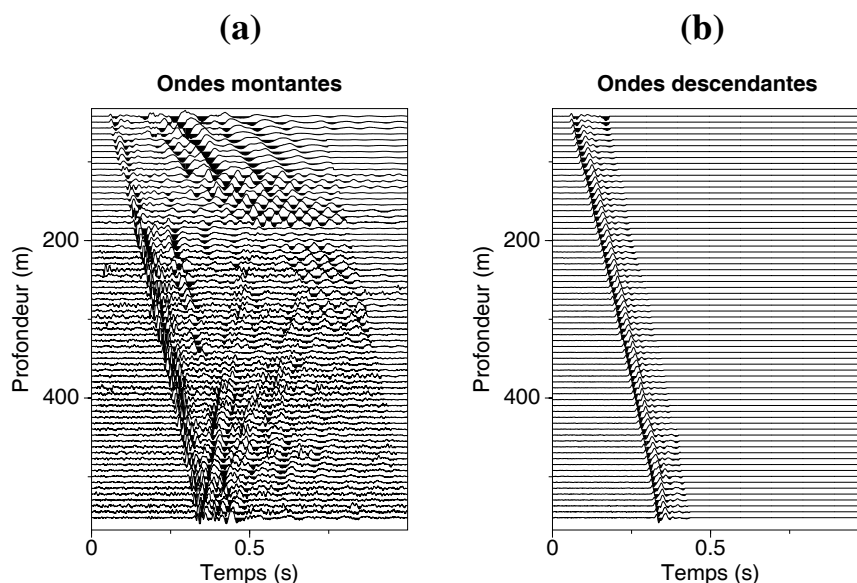


FIG. 4.18 – a) Section PSV résiduelle après élimination des ondes descendantes et leurs multiples  
b) section PSV des ondes P descendantes.

#### 4.3.2 Évaluation de l'atténuation apparente

L'atténuation anélastique des ondes peut être importante notamment lors de la propagation des ondes dans des milieux peu consolidés, auquel cas, les amplitudes, formes d'ondes et vitesses des ondes peuvent être significativement modifiées (Aki et Richards, 1980). L'atténuation sismique est généralement causée par l'effet conjugué de l'absorption (atténuation intrinsèque) qui met en jeu les paramètres lithologiques et de l'atténuation apparente (*scattering*) qui met en jeu les paramètres structuraux (phénomènes de réflexions multiples, pertes liées aux coefficients de réflexion et de transmission). Le facteur adimensionnel de qualité sismique  $Q$  est habituellement utilisé pour quantifier l'atténuation.

Les facteurs de qualité des ondes P et S peuvent être très faibles dans les bassins sédimentaires : Hauksson *et al.* (1987) estiment ainsi dans le bassin de Los Angeles des facteurs de qualité pour les ondes P et S respectivement égaux à 44 et 25 sur une gamme de fréquences allant de 3 à 27 Hz ; Wang *et al.* (1994) rapportent un facteur de qualité pour les ondes S variant de 10 à 60 sur une bande de fréquence de 10 à 60 Hz dans le Golfe du Mississippi ; Blakeslee et Malin (1991) trouvent un facteur de qualité pour les ondes S variant de 6 à 19 sur une bande de fréquence de 10 à 50 Hz ; Wuensher *et al.* (1991) notent un facteur de qualité pour les ondes S de 22 dans les 600 premiers mètres dans la zone sismique de la Nouvelle Madrid ; Jongmans *et al.* (1998) trouvent un facteur de qualité d'environ 50 pour les ondes P et 20 pour les ondes S sur les 100 premiers mètres dans le bassin de Volvi (Grèce) ; Clouser et Langston (1991) rapportent un facteur de qualité pour les ondes S variant entre 20 et 25 et de 50 à 70 pour les ondes P

dans le bassin de Gazli (Ouzbekistan). Bien qu'en théorie, le facteur de qualité soit dépendant de la fréquence (Toksöz *et al.* 1978), cette dépendance est rarement mise en évidence. Notons cependant que Fukushima *et al.* (1992) observent dans le bassin de Kanto au Japon un facteur de qualité variant de 10 à 40 pour des fréquences variant de 1 à 5 Hz.

#### 4.3.2.1 Formulation

Il existe plusieurs méthodes d'évaluation du facteur de qualité  $Q$  dont Tonn (1988) dresse un aperçu. Nous nous sommes ici intéressés à la méthode des rapports spectraux. En supposant un modèle d'atténuation décrit par un facteur de qualité qui détermine la perte d'énergie pendant un cycle  $2\pi f$  (Aki et Richards, 1980), indépendant de la fréquence et une décroissance exponentielle de l'amplitude avec la distance, l'amplitude d'une onde plane se propageant dans la direction  $z$  dans un milieu atténuant peut se mettre sous la forme (Borcherdt, 1973) :

$$a(z, t) = A_0 e^{-\frac{\pi f}{VQ} z} e^{i(kz - 2\pi f t)}$$

où  $A_0$  est l'amplitude de l'onde à  $z = 0$ ,  $V$  la vitesse de l'onde,  $z$  la profondeur,  $t$  le temps et  $f$  la fréquence. Si l'on considère deux géophones positionnés aux profondeurs  $z_1$  et  $z_2$  ( $z_1 < z_2$ ), le logarithme du rapport des amplitudes spectrales s'exprime (Tonn, 1988) :

$$\ln \left| \frac{A_2}{A_1} \right| = \text{constante} - \frac{\pi \delta t}{Q} f \quad (4.1)$$

avec  $A_1$  et  $A_2$ , les amplitudes spectrales aux profondeurs  $z_1$  et  $z_2$ ,  $\delta t$  le temps de trajet de l'onde directe de la profondeur  $z_1$  à  $z_2$ .  $Q$  est donc simplement estimé à partir de la pente de la droite décrivant la décroissance du logarithme des rapports spectraux en fonction de la fréquence. Par ailleurs, l'incertitude sur la valeur de  $Q$  peut être déterminée à partir de l'incertitude  $\Delta p$  sur la mesure de la pente  $p$  :  $\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta Q}{Q}$ .

Cette méthode est simple à mettre en oeuvre mais nécessite de choisir correctement la bande de fréquence sur laquelle sera calculée la pente.

#### 4.3.2.2 Évaluation du facteur de qualité des ondes P

Avant d'aborder l'évaluation de l'atténuation apparente, nous avons tout d'abord corrigé les amplitudes de la divergence sphérique, c'est-à-dire de l'atténuation due à l'expansion des fronts d'ondes lors de la propagation des ondes. Notons que cette correction n'est **absolument pas nécessaire** à l'évaluation du facteur de qualité si on utilise la méthode des rapports spectraux, cette méthode étant appliquée dans le domaine des fréquences. Newman (1973) donne, pour un milieu stratifié plan et des vitesses croissant avec la profondeur, le facteur correctif suivant :

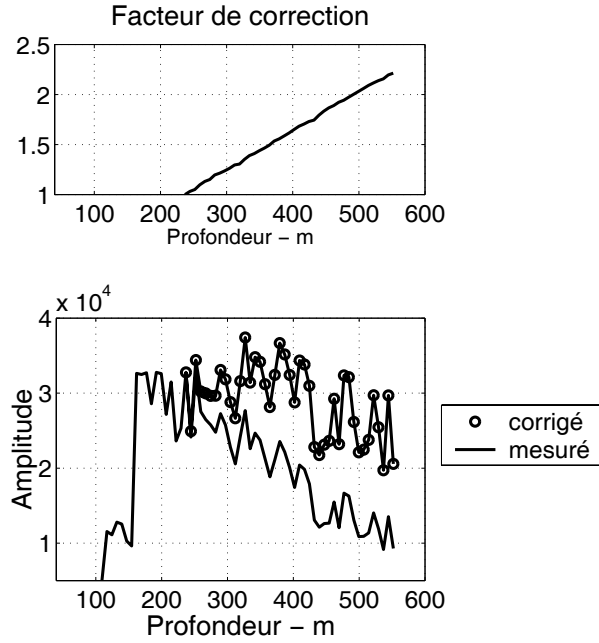


FIG. 4.19 – Haut : valeurs du facteur de correction de la divergence géométrique dans le milieu stratifié du forage de Montbonnot. Bas : amplitudes des ondes P descendantes avant et après correction. La profondeur de référence est 252 m.

$$\gamma = \frac{t\overline{V^2}}{V_1}$$

où  $t = \sum_{i=1}^n t_i$  est le temps double de propagation pour une configuration d'acquisition de surface;  $\overline{V^2}(t) = \sum_{i=1}^n \frac{t_i V_i^2}{t}$ , la vitesse quadratique moyenne au temps  $t$ ;  $V_1$ , la vitesse de la première couche,  $t_i$  et  $V_i$  les temps double de propagation et les vitesses dans chacune des couches  $i$ . Nous avons pris pour  $\overline{V}$  la vitesse quadratique moyenne des ondes P déterminée grâce au PSV (voir Figure 4.17b). La Figure 4.19 montre les amplitudes obtenues avant et après correction de la divergence. Notons que les amplitudes des signaux entre la surface et 252 m de profondeur sont soit très faibles, soit saturées. Ainsi, le facteur correctif n'a été appliqué qu'à partir de 252 m de profondeur, en prenant cette cote comme référence. Par ailleurs, au delà de 530 m environ, le forage traverse des formations beaucoup plus rigides. Nous avons donc restreint l'évaluation de  $Q$  à la gamme de profondeur 252 - 522 m.

Dans notre cas, la bande fréquentielle dominante des signaux varie de 20 à 60 Hz (Figure 4.20). Par ailleurs, les formes d'ondes observées ont une durée de 0.07 s, signifiant que la fréquence minimale d'analyse vaut 15 Hz. Nous avons calculé quatre rapports spectraux<sup>5</sup> correspondant

<sup>5</sup>Les signaux temporels ont été apodisés en utilisant une fenêtre de Hanning de taux 10%. Les spectres de Fourier ont été lissés selon la formulation de Konno et Ohmachi (1998) en prenant  $b=40$ .

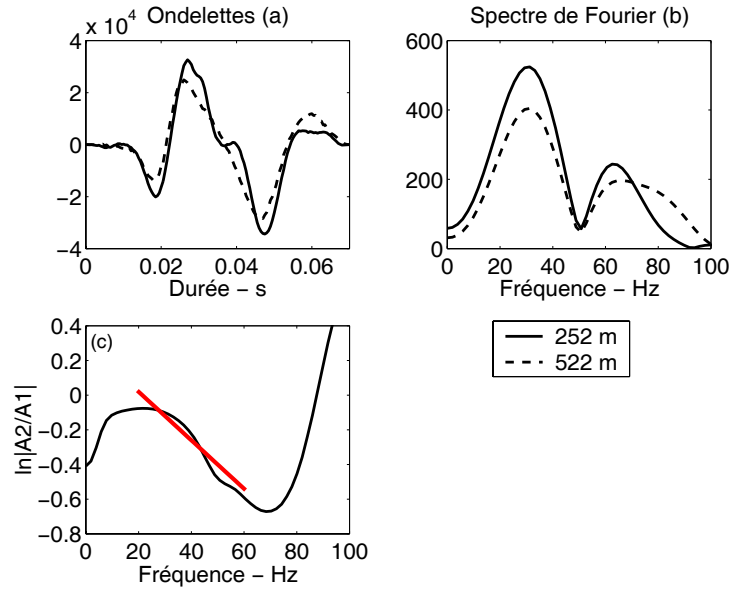


FIG. 4.20 – a) ondelettes observées à 252 et 522 m ; b) amplitudes spectrales correspondantes ; c) rapport spectral.

aux gammes de profondeur<sup>6</sup> suivantes : [252 - 529.5 m], [259.5 - 529.5 m], [252 - 522 m] et [259.5 - 522 m]. Les pentes ont été calculées entre 20 et 60 Hz. Les quatre facteurs de qualité ont ensuite été moyennés et le facteur de qualité moyen vaut 35.  $\pm$  7. La Figure 4.20 montre, à titre d'illustration, le rapport spectral obtenu entre les profondeurs 252 et 522 m.

#### 4.3.2.3 Ondes converties P-S et rapport $V_P/V_S$

L'existence d'ondes converties PS énergétiques sur un PSV est un indicateur d'un marqueur sismique penté. Nous avons pointé les arrivées d'ondes converties PP et PS entre les profondeurs où elles apparaissaient sans ambiguïté, c'est-à-dire entre les profondeurs 244.5 et 447 m. Dans le cas d'une incidence quasi-normale, le pendage des couches est directement relié au rapport de vitesses entre la vitesse réelle  $V$  et la vitesse apparente  $V_{apparent}$  des ondes P par la relation  $V/V_{apparent} = \cos 2\theta$  où  $\theta$  est le pendage mesuré par rapport à l'horizontale. Les vitesses apparentes des ondes PP et PS valent respectivement 3105 m/s et 916.5 m/s, ce qui conduit à un pendage d'environ 24° en prenant comme vitesse "vraie" 1790 m/s. Par ailleurs, on constate que l'écart en temps entre les arrivées d'ondes P et S converties est quasi-linéaire avec la profondeur (Figure 4.21), ce qui signifie que le rapport  $V_p/V_s$  est quasi constant entre 250 et 450 m de profondeur.

<sup>6</sup>Des rapports spectraux pourraient être calculés pour des intervalles de profondeur intermédiaires mais les intervalles en distance introduits alors seraient trop faibles pour donner des résultats significatifs.

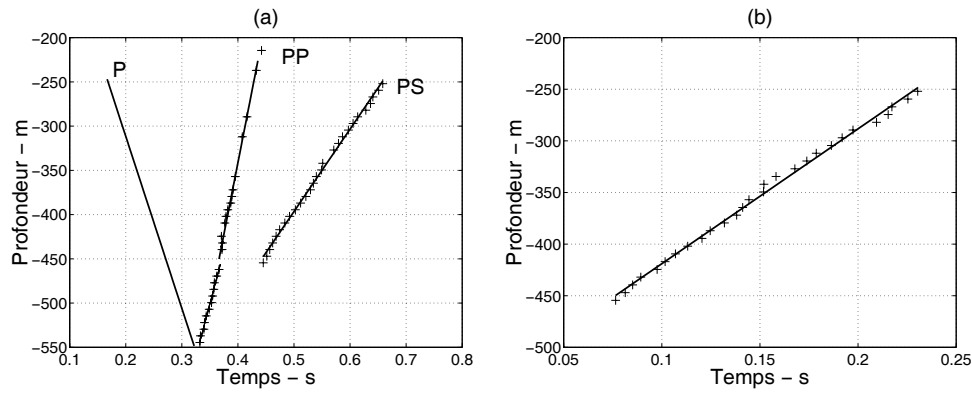


FIG. 4.21 – a) Pointé des temps d’arrivées des ondes P descendantes et des réflexions PP et PS ; b) différence de temps  $|t_S - t_P|$  en fonction de la profondeur.

## 4.4 Profil de sismique oblique (PSO)

### 4.4.1 Sections sismiques

Les PSO ont été réalisés le 20 septembre 2000 avec deux points de vibration déportés de 307 et 345 m respectivement au sud-est (point de vibration 1) et nord-ouest (point de vibration 2) de la tête de puits. Un descriptif de la configuration d’acquisition est présenté en annexe et les caractéristiques d’acquisition sont présentées dans le tableau 4.4. La position des points de vibration est annotée sur la Figure 4.3. Nous avons représenté sur les Figures 4.22, 4.23 et 4.24 les sections sismiques enregistrées par la composante verticale et les deux composantes horizontales non orientées du capteur (sismomètre) en puits. Les cotes de mesure serrées (espacement de 7.5 m) ont été limitées à la partie cimentée du puits de forage en fond de trou, au niveau de la transition sédiments/substratum. Les côtes les plus laches (espacement de 100 m) correspondent à des mesures de contrôle lors de la descente de l’outil dans la partie non cimentée du puits. *A posteriori*, le traitement de ces données a révélé des signaux d’assez bonne qualité qui auraient mérité des mesures plus fines. On remarque également que les composantes horizontales présentent des problèmes de couplage se traduisant par des “pédalages” des signaux, une observation fréquente en sismique de puits.

Une caractéristique remarquable de ces enregistrements est que les ondes S sont parfaitement visibles et distinctes des ondes P. Cette observation va nous permettre dans un premier temps de valider ou non le profil de vitesse des ondes P évalué au niveau du forage, et de déduire de ces données un profil moyen en ondes S. Dans un deuxième temps, nous verrons comment ces données permettent d’estimer les facteurs de qualité moyen des ondes P et S sur toute la colonne de sédiments.

<b>Source</b>	camion vibreur Mertz M22 (sweep ascendant de 8 à 120 Hz)
<b>Pas d'échantillonnage</b>	2 ms
<b>Durée d'acquisition</b>	4 s
<b>Nombre de cotes</b>	25 entre 480 et 520 m de profondeur (espacement 7.5 m) 4 entre 100 et 500 m de profondeur (espacement 100 m)

TAB. 4.4 – Paramètres d'acquisition des deux PSO.

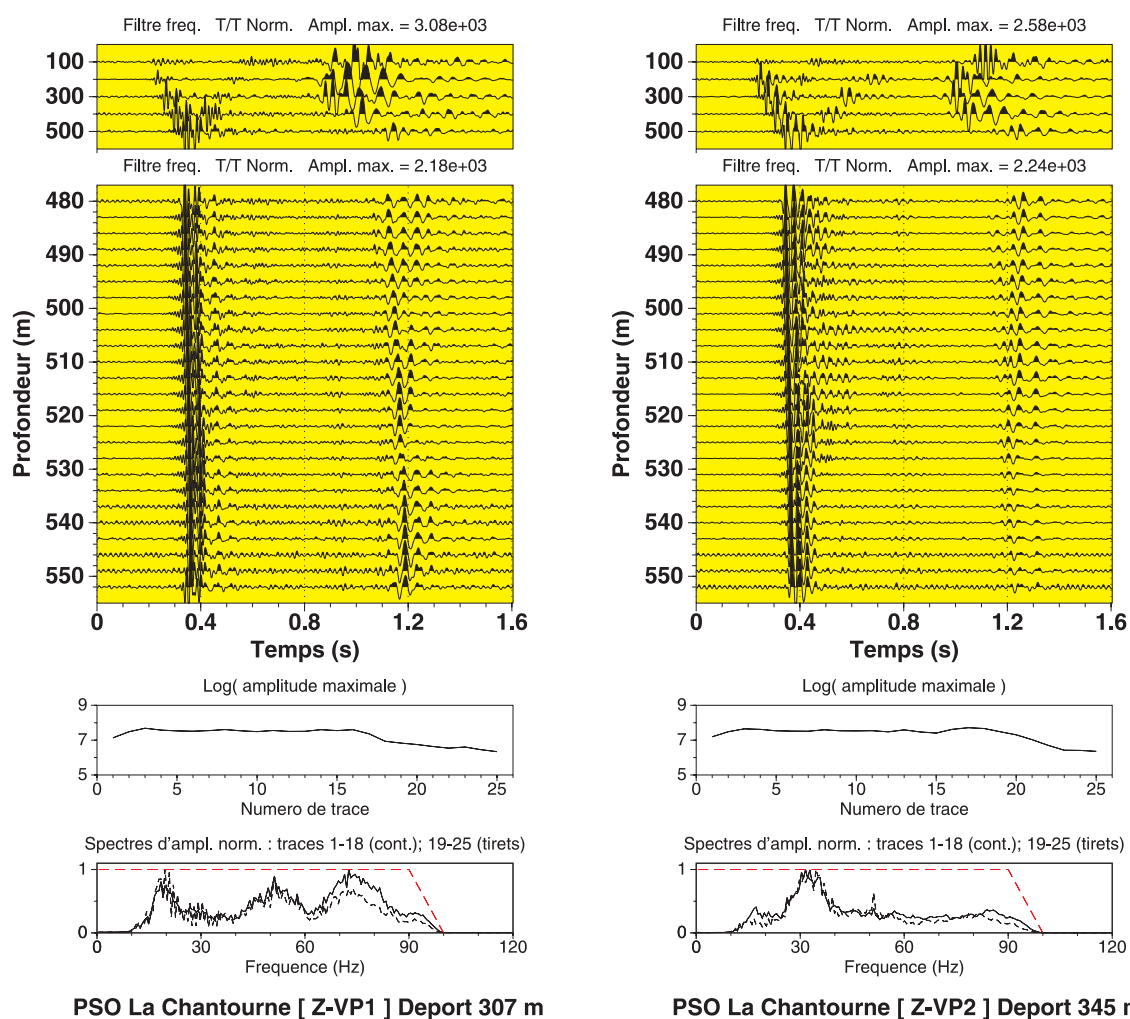


FIG. 4.22 – Composante verticale des PSO pour les deux points de vibrations à 307 et 345 m de départ.



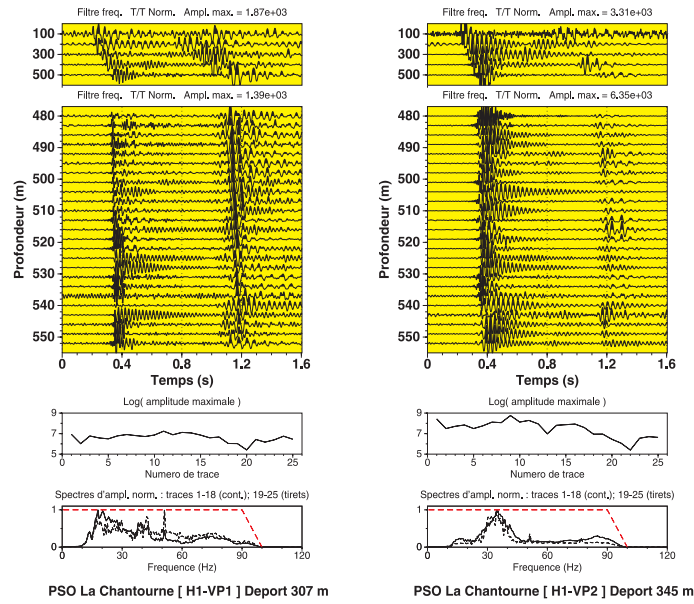


FIG. 4.23 – Première composante horizontale (H1) des PSO pour les deux points de vibrations à 307 et 345 m de départ.

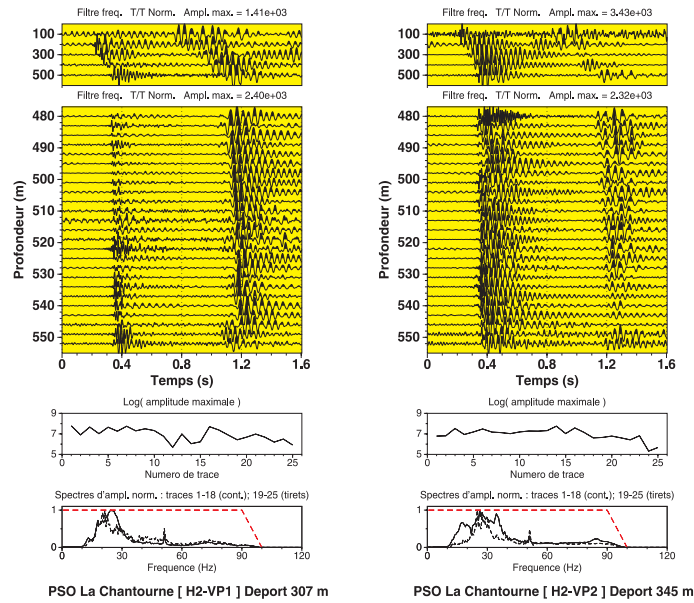


FIG. 4.24 – Deuxième composante horizontale (H2) des PSO pour les deux points de vibrations à 307 et 345 m de départ.

#### 4.4.2 Profils de vitesse des ondes P et des ondes S

##### 4.4.2.1 Validation du profil de vitesse des ondes P

Nous avons vu qu'un profil de vitesse des ondes P avait été déterminé à partir de 42 m de profondeur (Figure 4.2), laissant de côté les couches les plus superficielles. Une première évaluation de la vitesse dans ces "premières couches" peut se faire à partir des trajets obliques rectilignes entre la source et le récepteur à 100 m de profondeur et des temps d'arrivées pointés à ce récepteur. On obtient ainsi, et ce pour les deux points de vibration, une vitesse moyenne de 1575 m/s pour l'intervalle 0-100 m, soit une vitesse de 1590 m/s dans les premières couches si l'on tient compte des vitesses connues entre 42 et 100 m de profondeur. Une estimation plus précise de la vitesse  $V_{p1}$  dans les premières couches peut être cependant obtenue en considérant un milieu composé de  $N$  couches planes d'épaisseur  $h_i$  et de vitesse  $v_i$  et en faisant propager une onde depuis la surface en respectant la loi de Snell-Descartes (Figure 4.25). Après l'itération  $M$ , l'onde se trouve au temps  $T$  à la position  $(X, Z)$  défini par les relations suivantes :

$$T = \sum_{i=1}^M \frac{h_i}{v_i \sqrt{1 - p^2 v_i^2}}$$

$$X = \sum_{i=1}^M \frac{h_i p v_i}{\sqrt{1 - p^2 v_i^2}}$$

$$Z = \sum_{i=1}^M h_i$$

où  $p$  est le paramètre de rai,  $T$ , le temps de propagation,  $X$  la distance horizontale et  $Z$ , la profondeur. Le paramètre de rai, constant au cours de la propagation, peut être défini par l'angle d'incidence  $i_1$  et la vitesse  $v_1$  de l'onde dans la première couche,  $p = \frac{\sin i_1}{v_1}$ . Ainsi, en effectuant une recherche systématique des couples  $(i_1, v_1)$ , il est possible de retrouver celui qui explique au mieux le temps d'arrivée  $T_0$  observé au point  $(X_0, Z_0)$ , où  $X_0$  est le déport source-puits et  $Z_0$ , la profondeur du géophone. Cette recherche implicite a été faite en minimisant la fonction coût suivante :

$$erreur = \sqrt{(T - T_0)^2 + [(X - X_0)^2 + (Z - Z_0)^2] / v_m}$$

où  $v_m$  est la vitesse moyenne entre le point de coordonnées  $(X, Z)$  et le point  $(X_0, Z_0)$ . Nous avons ainsi considéré le profil moyen de vitesse des ondes P entre 42 et 530 m de profondeur et

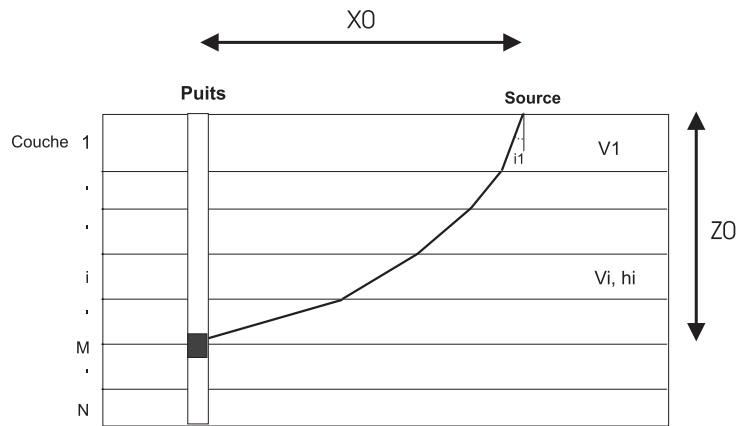


FIG. 4.25 – Propagation d’une onde depuis la surface jusqu’à un géophone placé dans le puits de forage.

Profondeur du géophone (m)	Temps pointé (s)	Angle $i_1$ d'incidence (°)	Vitesse $V_1$ (m/s)	Erreur (s)	X-X0 (m)	Y-Y0 (m)	T-T0 (s)
<b>Point de vibration 1 (SE)</b>							
100	0.205231	61.6	1425	0.054	1.42	11.0	0.0009
200	0.223328	51.8	1426	0.045	1.42	18.1	0.0050
300	0.256274	42.0	1436	0.014	1.43	19.0	0.0078
400	0.293861	34.9	1450	0.009	1.45	28.6	0.0079
500	0.335624	29.3	1446	0.008	1.40	38.5	0.0079
<b>Point de vibration 2 (NW)</b>							
100	0.227766	69.5	1526	0.0038	2	0.8	0.0034
200	0.237955	58.6	1536	0.053	8	9.5	0.0099
300	0.266484	47.9	1525	0.083	8	11.8	0.0090
400	0.299768	41.5	1596	0.0178	20.5	4.9	0.0178
500	0.340524	35.4	1615	0.0195	23	5	0.0195

TAB. 4.5 – Evaluation de la vitesse des ondes P dans la première couche.

calculé la vitesse  $V_1$  expliquant au mieux les temps d’arrivées aux géophones positionnés à 100, 200, 300, 400 et 500 m de profondeur. Les différentes valeurs de  $V_1$  et  $i_1$  calculées pour les deux PSO sont présentées dans le tableau 4.5. Les vitesses  $V_1$  calculées diffèrent d’environ 100 m/s d’un point de vibration à l’autre. Cependant, la bonne concordance des vitesses estimées à un point de vibration donné permet de dire que le profil de vitesse des ondes P estimé localement sur le site du forage sur l’ensemble du remplissage sédimentaire semble adapté à décrire le profil de vitesse des ondes P au voisinage de la tête de puits. La vitesse moyenne  $V_1$  dans la première couche est environ 1500 m/s.

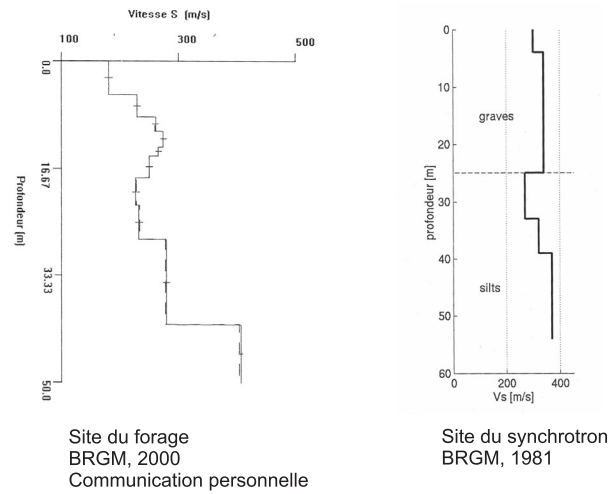


FIG. 4.26 – Profil de vitesse en ondes S sur le site du synchrotron et sur le site de la Chantourne (à proximité du forage).

#### 4.4.2.2 Estimation du profil de vitesse des ondes S

##### Que sait-on déjà ?

Des estimations de vitesses des ondes S proche de la surface ont été réalisées par le BRGM sur le site du synchrotron (1981) et sur le site de la Chantourne (2000) à proximité du forage, et sont indiquées sur la Figure 4.26. Dans les deux cas, la vitesse des ondes S est relativement faible, variant entre 200 et 400 m/s sur les 30 à 60 premiers mètres. Pour le site de la Chantourne, le profil de vitesse a été déterminé par inversion des ondes de surface. Précisons cependant que ce profil n'est plus contraint au delà de 35 m de profondeur (BRGM, *communication personnelle*). Bettig *et al.* (2001) ont utilisé des données de bruit de fond enregistrées par un réseau dense de capteurs pour inverser les vitesses de phase des ondes de surface. Nous avons représenté sur la Figure 4.27, la courbe de dispersion des ondes de surface observée ainsi que les profils de vitesse en ondes P et S obtenus après inversion. On peut noter sur cette figure qu'à des profondeurs supérieures à 100 m, le rapport  $V_p/V_s$  est de l'ordre de 3. Plus près de la surface, la vitesse des ondes S chute et le rapport  $V_p/V_s$  est d'environ 6. Cependant, la courbe de dispersion obtenue par Bettig *et al.* (2001) est valable jusqu'à 3 Hz en limite supérieure. Ainsi, si l'on considère une vitesse moyenne d'ondes S proche sub-surface de l'ordre de 350-400 m/s, la profondeur de pénétration des ondes à cette fréquence est de l'ordre de 40 à 100 m au grand maximum, indiquant le manque de résolution de la méthode pour les faibles profondeurs. Aussi, la profondeur de 100 m estimée par Bettig *et al.* (2001) et marquant le changement brusque de la vitesse des ondes S ne peut être que toute indicative. Malgré l'incertitude sur la valeur de cette profondeur, il n'en demeure pas moins qu'il existerait une chute de vitesse des ondes S proche de la surface.

Nous avons mentionné lors de notre étude des données du PSV, qu'entre 250 et 400 m de

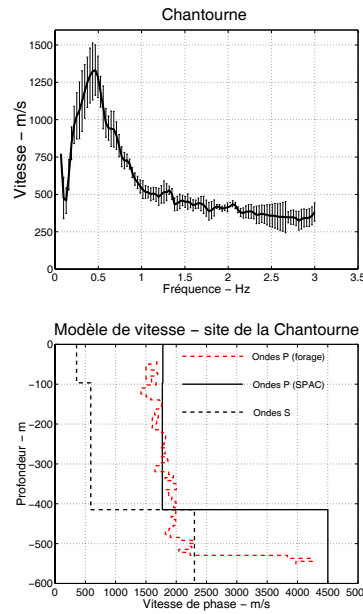


FIG. 4.27 – Courbes de dispersion des ondes de surface sur le site de la Chantourne et modèles de vitesse des ondes P et S obtenus par inversion des courbes de dispersion par Bettig *et al.* (2001)

profondeur, les vitesses des ondes S déduites des ondes converties PS suivaient à peu près la même loi de variation en fonction de la profondeur que les ondes P. Une autre indication d'un rapport  $V_P/V_S$  quasi-constant en profondeur est fournie par les données du PSO. En effet, si l'on considère les temps d'arrivées des ondes P et S entre 450 et 550 m de profondeur (Figures 4.22, 4.23 et 4.24), on peut noter que les différences de temps sont quasi-constantes. Le rapport moyen des temps d'arrivées  $t_S/t_P$  est de l'ordre de 2.5 entre 480 et 530 m. Si l'on considère maintenant les temps d'arrivées des ondes P et S entre 100 et 500 m de profondeur, on peut noter sur la Figure 4.28 qu'à des profondeurs respectivement inférieures à 300 m et 200 m pour les points de vibration 1 et 2, le rapport  $V_P/V_S$  ne peut plus être considéré comme quasi-constant.

Les pointés des ondes S entre 100 et 500 m de profondeur ont été réalisés à partir de la composante verticale des signaux enregistrés. Nous avons indiqué ces pointés par des cercles sur la Figure 4.29 qui représente les trois composantes enregistrées aux profondeurs 100, 200, 300, 400 et 500 m pour le point de vibration 1 de déport 307 m. Lorsqu'on examine les composantes horizontales (Figures 4.23 et 4.24), il apparaît que le pointé des ondes S à partir de ces composantes serait très différent du pointé précédemment réalisé sur les enregistrements verticaux. Nous avons indiqué par un point d'interrogation sur la Figure 4.29 le pointé qui aurait sans doute été retenu en ne considérant que la composante horizontale H1 (Figure 4.23). Cependant, au vu des traces présentes sur la Figure 4.29, il paraît clair que seul le pointé sur la composante verticale semble être correct. Nous attribuons les oscillations précoces observées sur les composantes horizontales à des ondes converties PS, ou comme nous l'avons déjà précisé à des problèmes de couplage se traduisant par des "pédalages" des signaux.

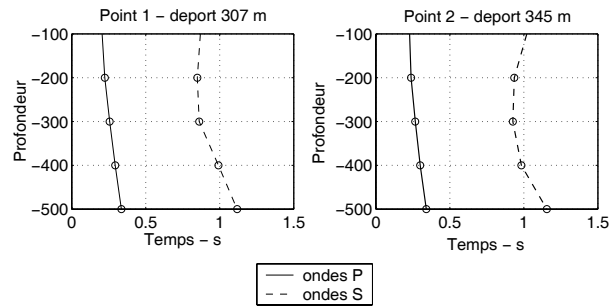


FIG. 4.28 – Temps d’arrivées des ondes P et S en fonction de la profondeur pour les deux profils PSO. Les pointés proviennent des composantes verticales des enregistrements. Le pointé ayant été réalisé “manuellement”, nous évaluons l’erreur sur le pointé à environ 0.02 s.

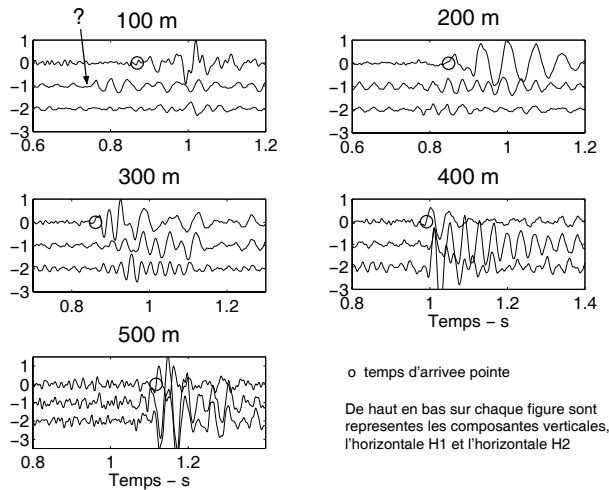


FIG. 4.29 – Ondes S enregistrées aux profondeurs 100, 200, 300, 400 et 500 m pour le point de vibration de déport 307 m et par les trois composantes du géophone. Les cercles indiquent les temps d’arrivées pointés et de haut en bas dans chaque figure sont représentées la composante verticale, la composante H1 et la composante H2.

Profondeur (m)	$v_{S1}$ (m/s)	$V_P/V_S$
<b>Point 1</b>		
100	220	3.5
200	220	3.0
300	223	2.7
400	238	2.8
500	232	2.8
<b>Point 2</b>		
100	205	4.0
200	194	2.6
300	230	3.0
400	230	2.6
500	226	2.9

TAB. 4.6 – Evaluation de la vitesse des ondes S  $v_{S1}$  dans la première couche et du rapport  $V_P/V_S$  entre la surface et les différentes cotes considérées expliquant au mieux les temps d'arrivées des ondes S.

### Évaluation des vitesses d'ondes S

En toute première approche, si l'on considère un trajet oblique rectiligne entre la source et le géophone placé à 100 m de profondeur, on obtient une vitesse moyenne des ondes S de 371 et 330 m/s pour les points de vibration 1 et 2 respectivement. Comme pour les ondes P précédemment, nous avons cherché la vitesse d'ondes S  $V_{S1}$  dans la première couche, et l'angle d'incidence  $i_1$  qui expliquent au mieux les temps d'arrivées observés.

**PREMIÈRE APPROCHE.** Nous venons de voir que les PSV et PSO indiquent un rapport  $V_P/V_S$  constant entre 300 et 500 m de profondeur. Nous avons donc considéré un profil de vitesse en onde S dérivé de celui des ondes P en utilisant le rapport  $V_P/V_S$  estimé à partir des données. Dans un premier temps, nous avons considéré que ce rapport était constant sur la colonne de sol comprise entre 42 m et les cotes de mesures plus profondes. Puis, nous avons cherché les valeurs de vitesse des ondes S dans la couche superficielle et la valeur du rapport  $V_P/V_S$  en deçà de 42 m de profondeur qui expliquaient au mieux les observables. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.6 pour les deux points de vibration. Les erreurs, non indiquées sur ce tableau, sont inférieures à 15 m spatialement et à 0.01 s en temps. Les valeurs de  $V_{S1}$  sont assez similaires d'un point de vibration à l'autre et tournent autour de 230 m/s. Quant aux valeurs estimées du rapport  $V_P/V_S$ , elles sont relativement cohérentes entre les deux points de vibration, avec un rapport constant de 2.8 en moyenne entre 100 et 500 m de profondeur et un rapport compris entre 3.5 et 4 dans la première couche.

**DEUXIÈME APPROCHE.** Nous considérons cette fois des rapports  $V_P/V_S$  constants par couche de 100 m. Le calcul de  $V_{S1}$  et de  $V_P/V_S$  a d'abord été réalisé pour la première tranche

Profondeur (m)	Angle (°)	Vitesse (m/s)	Erreur (s)	X-X0 (m)	Y-Y0 (m)	T-T0 (s)	$\frac{V_P}{V_S}$
<b>Point de vibration 1</b>							
100	29	221	0.0039	5.5	1.9	0.0001	3.50
200	21.7	224	0.0008	0.5	0.17	0.0002	2.80
300	16.2	231	0.0047	3	0.0	0.0009	2.25
400	12.5	211	0.0031	2	0.10	0.0007	2.60
500	11.4	221	0.0003	0.5	0.66	0.0002	2.80
<b>Point de vibration 2</b>							
100	29.5	208	0.0070	2.	0.95	0.0005	3.80
200	22.1	222	0.001	0.5	0.0	0.0005	2.80
300	17.15	237	0.0008	3.	1.83	0.0007	2.25
400	14.5	243	0.0035	2.	0.70	0.0013	2.2
500	13.4	240	0.0125	0.5	1.	0.0125	3.3

TAB. 4.7 – Evaluation de la vitesse des ondes S  $v_{S1}$  dans la première couche et du rapport  $V_P/V_S$  dans différentes gammes de profondeur. La procédure minimise les temps d'arrivées des ondes S.

0-100 m. La valeur de  $V_P/V_S$  obtenue est ensuite utilisée pour le calcul des vitesses et du rapport de vitesse dans la gamme de profondeur 100-200 m, et ainsi de suite. Les rapports  $V_P/V_S$  sont ainsi fixés dans chaque gamme de profondeur. Les résultats sont présentés pour chaque point de vibration dans le tableau 4.7. Les valeurs moyennes de vitesse des ondes S et du rapport  $V_P/V_S$  sont du même ordre de grandeur que précédemment. Notons cependant qu'entre 200 et 300 m (400 m pour le point de vibration 2), ce rapport chute à des valeurs de 2.2. Cette valeur pourrait être corrélée avec la série d'argiles homogènes présente entre 200 et 300 m de profondeur (voir tableau 4.1).

**CONCLUSION.** La vitesse des ondes S entre 100 et 500 m de profondeur peut se déduire de la vitesse des ondes P via un rapport  $V_P/V_S$  de 2.8 en moyenne. Ce rapport chute cependant à une valeur de l'ordre de 2.2 entre 200 et 300 m de profondeur. Entre 0 et 100 m de profondeur, le rapport  $V_P/V_S$  est plus important et atteint en moyenne 3.7. Si l'on s'en tient uniquement à ce rapport de 3.7 et au fait que la vitesse des ondes P dans la première couche vaut 1500 m/s, la vitesse des ondes S de 0 à 100 m de profondeur serait de 400 m/s environ. Or la vitesse estimée entre 0 et 42 m de profondeur est de 230 m/s. Ceci implique qu'il faut, pour avoir une vitesse moyenne de l'ordre de 400 m/s sur les 100 premiers mètres du remplissage, envisager un saut de vitesse des ondes S sur cette gamme de profondeur. Sachant que les études réalisées par le BRGM donnent une vitesse moyenne d'ondes S de 240 m/s au moins sur les 30 premiers mètres, ce saut de vitesse aurait lieu entre 30 et 100 m de profondeur. Le contraste de vitesse engendré entre la vitesse moyenne des ondes S en surface et les vitesses estimées à plus grande profondeur serait alors d'un facteur 2 au minimum (valeur évaluée pour un saut de vitesse à 40 m de profondeur).



### 4.4.3 Évaluation de l'atténuation moyenne des ondes P et S

A partir des trajets d'ondes déterminés précédemment (approche 2 précédente), il devient possible d'évaluer l'atténuation apparente moyenne des ondes dans le milieu de propagation entre la source et les positions des récepteurs. Pour cela, nous avons dans un premier temps corrigé les amplitudes des signaux des effets d'expansion géométrique, mais ici, contrairement au PSV, l'angle d'incidence des ondes n'est pas nulle. Les amplitudes des ondes sont donc d'avantage affectées par les effets de réflexions multiples dans les couches. Comme par ailleurs, les trajets et vitesses proposés précédemment sont hypothétiques, les facteurs de qualité des ondes P et S estimés dans le paragraphe suivant ne peuvent donner qu' **UN ORDRE DE GRANDEUR DE L'ATTÉNUATION MOYENNE** des ondes.

#### 4.4.3.1 Evaluation du facteur de qualité moyen

Newman (1974) obtient dans le cas d'une propagation à incidence non-nulle (Figure 4.25) la correction de divergence sphérique suivante :

$$\gamma_{X,\theta} = \frac{[X^2 + 2X \sum_{i=1}^N h_i \tan^3 \theta_i]^{1/2}}{\tan \theta_1}$$

où  $X$  est le déport source-récepteur,  $h_i$  l'épaisseur de la couche  $i$  et  $\theta_i$  l'angle d'incidence dans la couche  $i$ . Pour les ondes P, nous avons pris le modèle de vitesse des ondes P et les paramètres de propagation ( $V_{P1}$ ,  $\theta_1$ ) définis au tableau 4.5. Pour les ondes S, les valeurs de vitesses  $V_{S1}$ , d'angle d'incidence  $\theta_1$  et de rapport  $Vp/Vs$  sont ceux indiqués dans le tableau 4.7. Comme pour les PSV, une **correction de divergence géométrique** n'est **pas nécessaire** à l'évaluation d'un facteur de qualité si on utilise la méthode des rapports spectraux.

Dans le cas du PSV, où l'incidence est quasi-verticale dans les sédiments, il n'est pas nécessaire de connaître la source, puisque l'atténuation est calculée de façon relative d'une profondeur à une autre en éliminant la partie commune des deux trajets considérés. Dans le cas du PSO, l'incidence est oblique et il faut connaître la source pour pouvoir calculer un facteur de qualité à partir des amplitudes. La source utilisée pour le PSO était un signal vibrosismique avec un balayage fréquentiel linéaire de 8 à 120 Hz (même signature spectrale que le signal utilisé lors de l'acquisition de sismique réfraction). Ce signal a été enregistré grâce à une flûte de géophones disposée à proximité du point de vibration. L'évaluation du facteur de qualité est effectuée comme pour le PSV en utilisant la relation (4.1) où  $A_1$  est l'amplitude spectrale de la source vibrosismique. Étant donné que l'incidence n'est plus verticale, nous avons considéré pour  $A_2$ , l'amplitude spectrale quadratique moyenne des trois composantes du signal. L'utilisation d'un signal source enregistré à proximité du camion vibrateur pas forcément très représentatif du signal

Profondeur (m)	$Q_p$	$Q_s$	Facteur	correctif	gamme de fréquences	(Hz)
<b>Point 1</b>			<b>P</b>	<b>S</b>	<b>P</b>	<b>S</b>
100	31 +/- 1	20. +/- 4	915	4563	20-50	10-20
200	37 +/- 2	13 +/- 1	595	2250	20-50	10-20
300	76 +/- 3	26 +/- 4	608	2101	20-50	10-20
400	-	-	665	2083	-	-
500	-	-	741	2045	20-30	-
<b>Point 2</b>			<b>P</b>	<b>S</b>	<b>P</b>	<b>S</b>
100	34 +/- 0.2	24 +/- 4	681	4916.8	20-50	10-20
200	39 +/- 1.5	25 +/- 1	549	3199.2	20-50	10-20
300	77 +/- 2	37 +/- 1	601	2573.8	20-50	10-20
400	-	-	630	2095.1	-	-
500	57 +/- 2	-	691	2109.6	20-30	-

TAB. 4.8 – Evaluation des facteurs de qualité moyen des ondes P et S pour les données du PSO.

réellement propagé et l'utilisation d'une amplitude spectrale moyenne pour le signal enregistré confirment que les facteurs de qualité évalués ne pourront être qu'approximatifs. Les valeurs de  $Q_p$  et  $Q_s$  obtenues entre la source et les récepteurs à différentes profondeurs, les valeurs des facteurs correctifs (atténuation géométrique) et les gammes de fréquence retenues pour l'analyse sont indiqués dans le tableau 4.8.

#### 4.4.3.2 Résultats et discussion

Le facteur de qualité des ondes P n'a pu être déterminé pour les enregistrements du géophone positionné à 400 m de profondeur car la pente de la droite de régression de l'amplitude spectrale était positive pour cette profondeur (effets certainement d'ondes réfléchies apparaissant dans la fenêtre temporelle d'analyse). De même, les facteurs de qualité des ondes S n'ont pu être déterminés au-delà de 300 m de profondeur. Les valeurs de  $Q_p$  sont très concordantes d'un point de vibration à l'autre, en général assez stables sur toute la colonne de sol et en accord avec le facteur de qualité évalué à partir du PSV ( $35 \pm 7$ ). Cependant, à 300 m de profondeur, le facteur de qualité est plus important et atteint une valeur de l'ordre de 76. Comme le trajet considéré intègre toute la colonne de sédiments entre la surface et 300 m de profondeur, le facteur de qualité réel à cette profondeur serait beaucoup plus important que la valeur moyenne déterminée ici. Notons simplement que cette "forte" valeur survient dans l'intervalle de profondeurs où le rapport  $V_p/V_s$  estimé est le plus faible (2.2). Quant au facteur de qualité des ondes S, il est inférieur à celui des ondes P, relativement stable et vaut en moyenne  $24 \pm 8$  entre 0 à 300 m de profondeur.

Les facteurs de qualité déduits du PSV et PSO sont valables pour des fréquences supérieures à 10 Hz. Or, dans l'évaluation des effets de site, les fréquences d'intérêt se trouvent dans l'intervalle 0.5 - 10 Hz. Comme cela a déjà été mentionné, il est difficile d'observer une dépendance du facteur

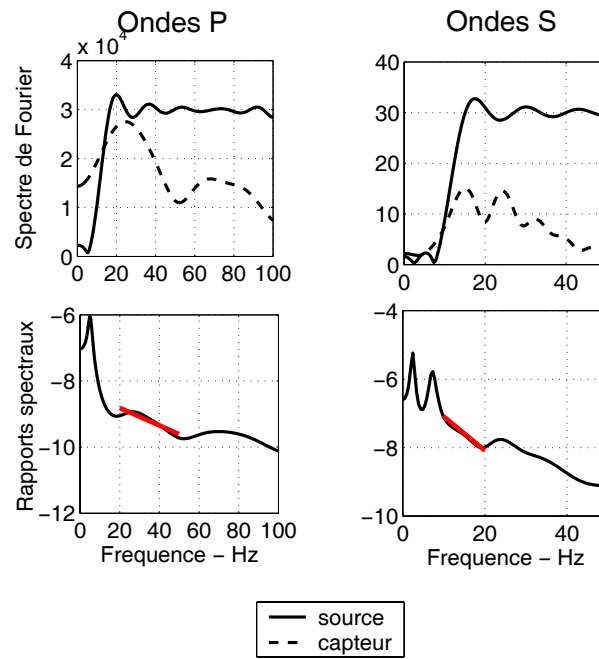


FIG. 4.30 – Amplitudes spectrales de la source et des ondes P et S du signal enregistrés par le récepteur à 100 m de profondeur et rapports spectraux correspondants.

de qualité en fonction de la fréquence, malgré les prédictions théoriques (Toksöz *et al.*, 1978). On pourra donc dans un premier temps étendre les valeurs trouvées pour  $Q_p$  et  $Q_s$  aux fréquences plus basses, en attendant de vérifier ce point explicitement avec d'autres mesures.

#### 4.4.4 Quelques éléments sur la géométrie de l'interface sédiments/substratum rocheux

##### 4.4.4.1 Observables

Les composantes verticales des PSO montrent des ondes réfléchies visibles sur la Figure 4.22. Nous avons pointé les temps d'arrivées de ces réflexions et les avons reportés sur la Figure 4.31. Les croisements entre les événements réfléchis PP et les ondes directes P donnent une idée de la profondeur des réflexions. On met ainsi en évidence deux types de réflexions, l'une issue de l'interface sédiments/substratum (1) et une autre qui apparaît vers 450 m (2). Pour le point de vibration 1, l'intercept est vers 530 m alors que pour le point de vibration 2, les croisements se produisent environ aux profondeurs 450 et 580 m. La dissimilitude des profondeurs d'intersection indique l'existence d'un pendage des couches ou du moins des réflecteurs les plus profonds. Par ailleurs, l'événement visible à 450 m de profondeur pourrait coïncider avec une réflexion sur le toit d'une couche de sable localisée au niveau du forage entre 480 et 530 m. Les événements à 530-580 m correspondraient à la réflexion sédiments/substratum.

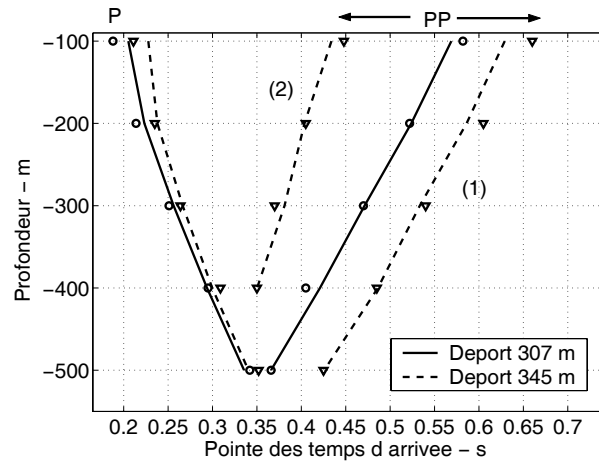


FIG. 4.31 – Temps d’arrivées des ondes directes P et réfléchies PP. Les pointés ont été réalisés à partir de la composante verticale des enregistrements. (1) réfléchies à environ 450 m, (2) réfléchies à l’interface sédiments/substratum. Les cercles et étoiles représentent les temps d’arrivées calculés en utilisant le modèle d’interface de la Figure 4.35.

#### 4.4.4.2 Comparaison avec des données de sismique réflexion proche du forage

Lors de l’acquisition du PSV, des flûtes équipées de 12 géophones verticaux 14 Hz avaient été disposées autour du forage selon une configuration en étoile (Figure 4.32) pour enregistrer les tirs répétés d’un canon à air immergé dans une piscine remplie d’eau à proximité de la tête du puits. La Figure 4.33 présente les sections filtrées, sommées et réorganisées selon les directions NS, WE, NW-SE et NE-SW. On peut noter sur cette figure que le réflecteur le plus profond s’approfondit d’ouest en est, en accord avec le pendage observé par Dietrich *et al.* (1998) à partir d’un profil de sismique réflexion long de 1 km réalisé sur le site de la Chantourne à proximité du forage. Sur les sections, le prolongement à déport nul des réflecteurs les plus profonds (repérés par un trait) conduit à un temps d’environ 0.55 s. Ce temps correspond à une profondeur de l’ordre de 470 m en prenant une vitesse moyenne d’ondes P de 1700 m/s. Cette profondeur est plus proche de la profondeur du toit des sables que de la profondeur de l’interface sédiments/substratum. Sur le profil NO-SE, les réflecteurs pendent vers le SE. Comme la direction de ce profil est colinéaire à la direction formée par les deux points de vibration du PSO, nous avons dans un premier temps considéré les temps des réflecteurs les plus profonds observés aux extrémités du profil (à environ 280 m de la tête de puits) pour construire un modèle en profondeur du réflecteur. En prenant une vitesse moyenne de 1700 m/s, la profondeur de l’interface varie ainsi de 440 à 550 m du point de vibration 2 situé à 345 m au NO du forage au point de vibration 1 situé à 307 m au SE. Puis, nous avons utilisé le logiciel de tracé de rai NORSAR2D pour calculer les temps d’arrivées des ondes directes et réfléchies. Avec ce modèle d’interface, on ne retrouve pas les temps d’arrivées observés (Figure 4.31). Pour expliquer les temps observés, il nous a fallu introduire une “marche” à l’aplomb du forage, les profondeurs les plus fortes étant du côté NO et les plus faibles du côté

SE. La Figure 4.34 montre le tracé réalisé avec le modèle empirique et les temps d'arrivées des ondes produits par le modèle figurent sur la Figure 4.31. Les temps d'arrivées observés sont bien expliqués (Figure 4.31). On remarquera que la hauteur de la marche introduite dans le modèle est importante et vaut à peu près 50 m. Outre cet aspect géométrique, la simulation réalisée pose le problème de savoir quel réflecteur a été mis en évidence par la sismique en étoile autour du forage : Est-ce le toit des sables localisé à 490 m de profondeur sur le site du forage ? Est-ce le toit des sables d'un côté du forage et l'interface sédiments/substratum rocheux de l'autre ?

Nous avons précédemment mentionné la présence de réflexions à plus faibles profondeurs (autour de 450 m). Nous avons donc cherché la géométrie d'un réflecteur vers 450 m pouvant expliquer les temps observés sur la Figure 4.31. Le nouveau modèle d'interface expliquant les temps d'arrivées de toutes les réflexions observées est décrit sur la Figure 4.35 et les temps d'arrivées calculés à partir de ce modèle ont été reportés sur la Figure 4.31. Il est intéressant de noter que la nouvelle interface introduite à plus faible profondeur pend vers le SE et, si l'on prolonge cette interface jusqu'au niveau du puits du forage, sa profondeur (440 m) correspondrait au toit des sables observé sur le forage.

Afin de préciser quel réflecteur énergétique mettrait en évidence la sismique en étoile, nous avons utilisé le modèle d'interface ci-dessus et réalisé un tracé de rai (NORSAR2D) en prenant une configuration source-récepteurs similaire à celle de la sismique en étoile. Les temps d'arrivées calculés sont représentés sur la Figure 4.36. Au NO du profil, les temps d'arrivées calculés les plus faibles (1) correspondent aux temps d'arrivées observés sur le profil en étoile (Figure 4.33) : le réflecteur mis en évidence par la sismique en étoile serait donc le toit des sables. Au SE du profil, les temps d'arrivées calculés (2) correspondent aussi aux temps d'arrivées observés sur la sismique en étoile. Dans ce cas, le réflecteur mis en évidence par la sismique en étoile correspondrait à l'interface substratum/sédiments. Ce constat est quelque peu incohérent car il n'y a aucune raison évidente que, de part et d'autre du forage, la sismique réflexion ne soit pas sensible au même réflecteur (toit des sables ?). En l'état actuel, nous ne sommes pas en mesure de préciser la complexité des réflecteurs à la base du forage. Des acquisitions de sismique réflexions "traversant" le forage permettrait sans doute de suivre le réflecteur le plus énergétique et de lever les ambiguïtés sur le quid du toit des sables ou de l'interface sédiments/substratum.

#### 4.4.4.3 Particularité des composantes horizontales du PSO à grande profondeur

Aux profondeurs supérieures à 540 m, on peut noter sur les composantes horizontales du PSO correspondant au point de vibration 1 à 307 m de déport (situé au SE) des arrivées d'ondes S précoces par rapport aux sections correspondant au point de vibration 2 situé au NW. Ces ondes S précoces ne sont pas visibles sur la composante verticale. Une analyse détaillée serait nécessaire

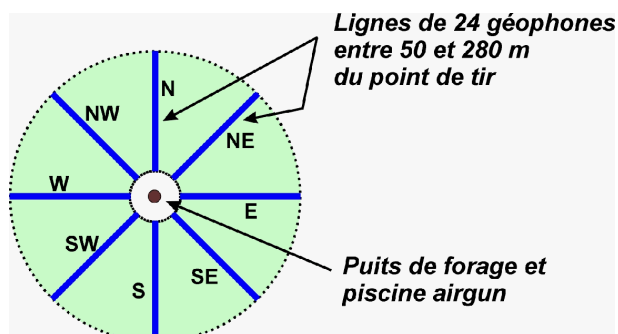


FIG. 4.32 – Géométrie d'acquisition de profils sismiques disposés en étoile autour du forage.

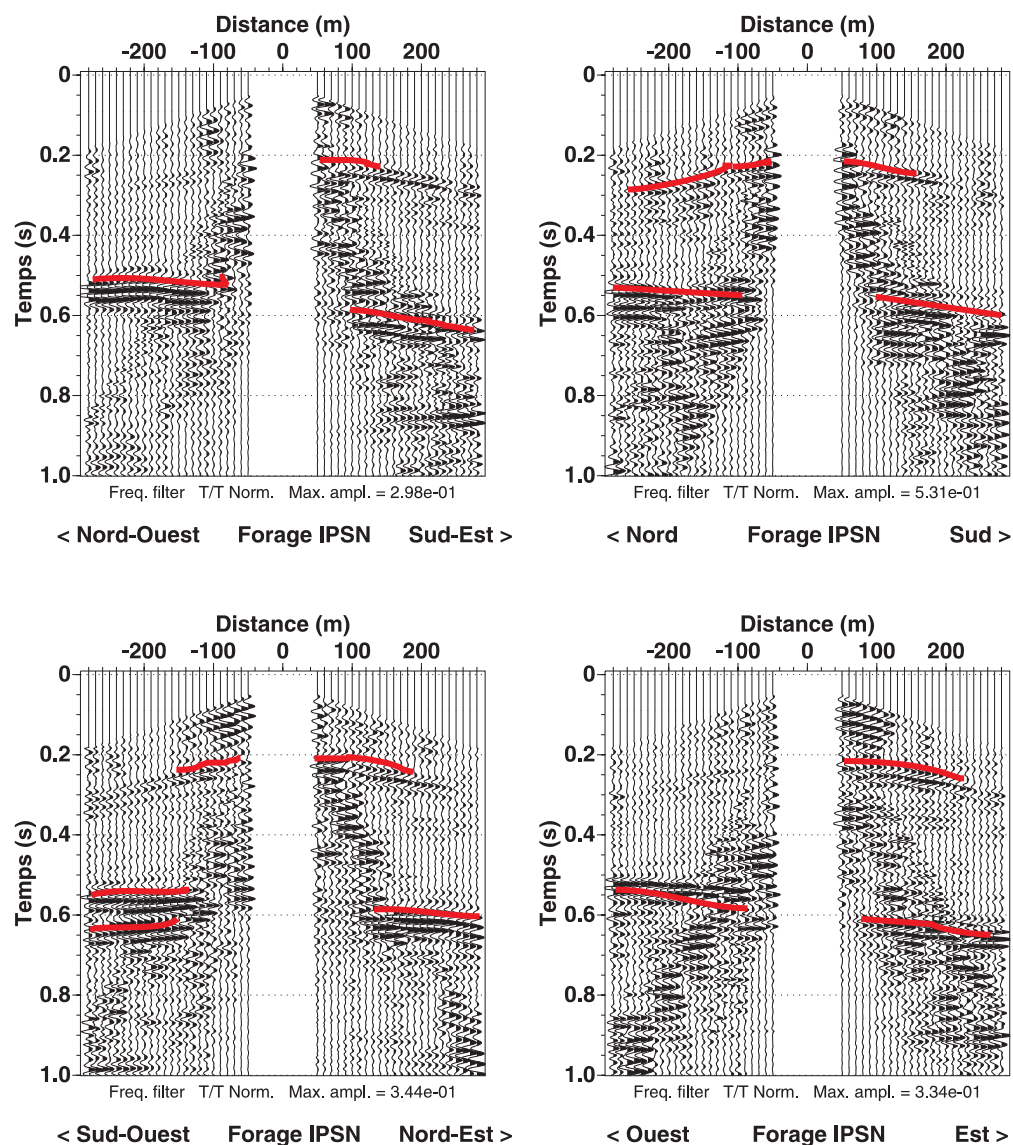


FIG. 4.33 – Sections sismiques obtenues lors de l'acquisition de lignes sismiques disposées en étoile autour de la tête de puits.

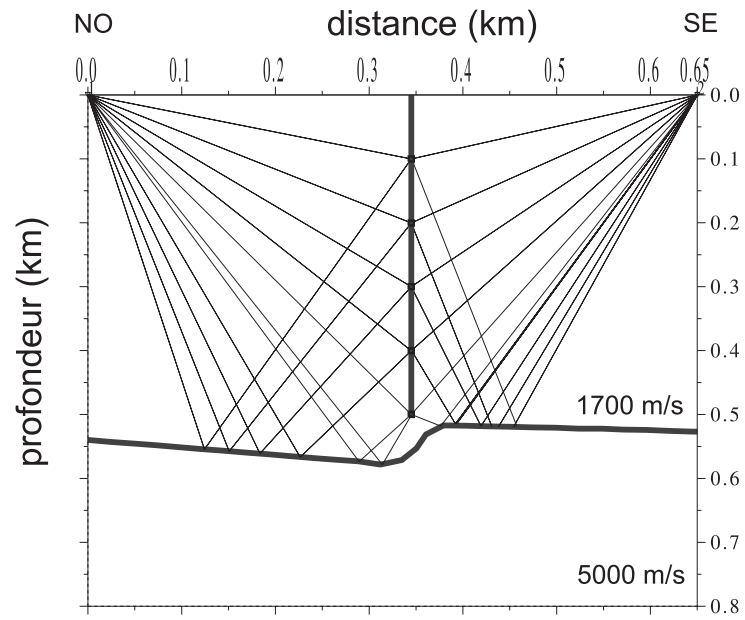


FIG. 4.34 – Tracé de rai 2D simulant la configuration d'acquisition du PSO de Montbonnot.

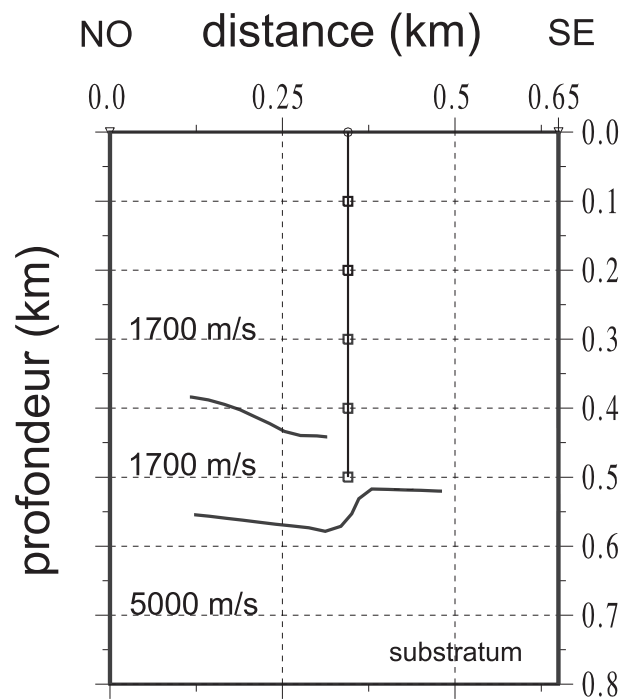


FIG. 4.35 – Modèle expliquant les temps d'arrivées des ondes réfléchies observées sur les PSO.

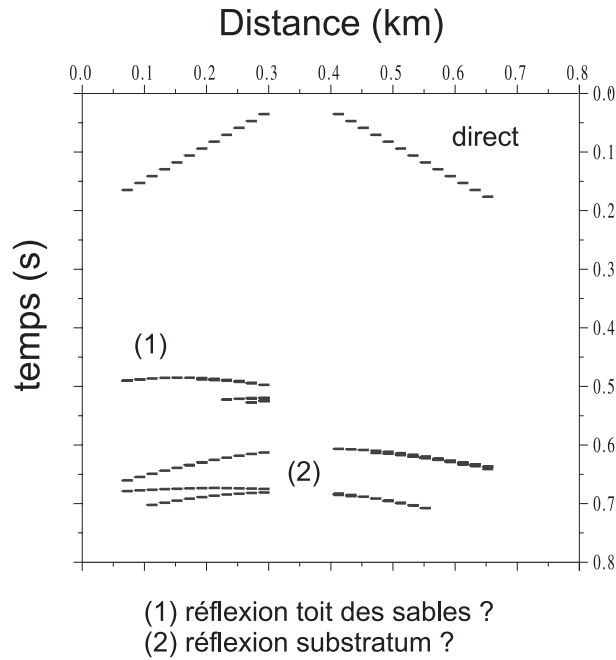


FIG. 4.36 – Temps d’arrivées calculés pour la configuration NW-SE de la sismique en étoile (Figure 4.32 et 4.33) et le modèle d’interface de la Figure 4.35.

pour déterminer l’origine et la nature de ces arrivées précoces (phénomène de réfraction sur le substratum ?). On peut cependant déduire de cette observation, et ce d’un point de vue très géométrique, que les ondes provenant du point de vibration situé au SE ont rencontré le substratum avant les ondes provenant de l’autre point de vibration, ce qui n’est pas en contradiction avec le modèle d’interface proposé précédemment (Figure 4.34).

## 4.5 Synthèse et conclusion

### 4.5.1 Nature et structure du remplissage sédimentaire

Les données gravimétriques (Vallon, 1999) et sismiques (Dietrich *et al.*, 1998) prédisaient un substratum rocheux relativement profond et de géométrie irrégulière. Les données acquises au cours de cette étude (sismique réfraction, sismique réflexion proche du forage, PSV et PSO) confirment non seulement la profondeur importante du substratum mais aussi d’importantes variations latérales de profondeur que ce soit à l’échelle régionale (sismique réfraction) ou locale (PSO et sismique réflexion). Nous avons proposé un modèle sismique du fond de la vallée (Figure 4.35) au voisinage du site de Montbonnot qui permet d’expliquer les temps d’arrivées observés. L’interface sédiments/substratum serait marqué à l’aplomb du forage par une “marche” d’escalier de 50 m de haut. D’autres profils de sismique réflexion passant à l’aplomb du forage seraient nécessaires pour valider ou non ce modèle géométrique et pour préciser la véritable nature des



réflecteurs les plus importants observés en sismique réflexion : interface sédiments/substratum ou toit d'une couche de sable ? Quant au type de remplissage, les données du forage indiquent un remplissage assez homogène composé essentiellement de dépôts quaternaires de sable et d'argiles compactés. Par ailleurs, les analyses de vitesse réalisées sur le PSO ainsi que les profils de sismique précédemment réalisés (Dietrich, 1998) confirment l'homogénéité latérale de ce remplissage sur le site de la Chantourne.

#### 4.5.2 Vitesses des ondes sismiques

Le forage a permis de déterminer avec précision les vitesses d'ondes P de 42 à 550 m de profondeur. Lors de notre étude du PSV, nous avons pu déterminer la vitesse des ondes P en deçà de 42 m de profondeur : sa valeur moyenne est de 1500 m/s. Sur toute la colonne de sédiments entourant le forage, la vitesse moyenne des ondes P est de l'ordre 1700 m/s. Cette valeur coïncidant bien avec la vitesse moyennes des ondes directes évalués à partir du profil de réfraction, le profil de vitesse des ondes P peut être raisonnablement étendu dans la vallée du Grésivaudan. Pour ce qui est de la vitesse des ondes P dans le substratum rocheux, les vitesses de tranche des ondes P donnent une vitesse dans le substratum d'environ 4500 m/s (Figure 4.2). Cette vitesse est très en deçà de la vitesse de 5580 m/s trouvée au cours de l'expérience de sismique réfraction. Étant donnée que la vitesse au niveau du forage a été seulement calculée sur les tous premiers mètres du substratum, nous pensons que la vitesse fournie par la sismique réfraction est beaucoup plus représentative de la vitesse vraie du substratum.

En ce qui concerne la vitesse des ondes S, nous n'avons pas de mesure directe de cette vitesse. Par recoupement de plusieurs informations, il nous a été possible d'évaluer un profil moyen de vitesse. Si l'on résume,

- Les tentatives antérieures d'évaluation de la vitesse des ondes S montrent que cette vitesse est faible dans les 60 premiers mètres et comprise entre 200 et 400 m/s (étude du BRGM sur le site du synchrotron et de la Chantourne). Dans les 100 premiers mètres du remplissage, Bettig *et al.* (2001) observent la présence d'une chute de vitesse des ondes S, le rapport  $V_p/V_s$  passant de 3 à 6. Cependant ces auteurs n'ont pu déterminer avec précision la profondeur à laquelle se produit cette variation de vitesse ;
- Les conversions PS observées sur le PSV semblent montrer que le rapport  $V_p/V_s$  est constant entre 250 et 450 m. De même, les analyses des PSO montrent également la constance de ce rapport entre 450 et 550 m.

A l'aide de ces informations et en considérant un remplissage composé de couches planes, nous avons effectué une recherche systématique des paramètres de vitesse des ondes S de 0 à 42 m et du rapport  $V_p/V_s$  qui expliquaient au mieux les temps d'arrivées des ondes P et S observés. La vitesse des ondes S dans la première couche (0-42 m) est de l'ordre de 230 m/s et le rapport  $V_p/V_s$  est estimé à environ 3.6 entre 42 et 100 m de profondeur. Au delà de cette profondeur, le

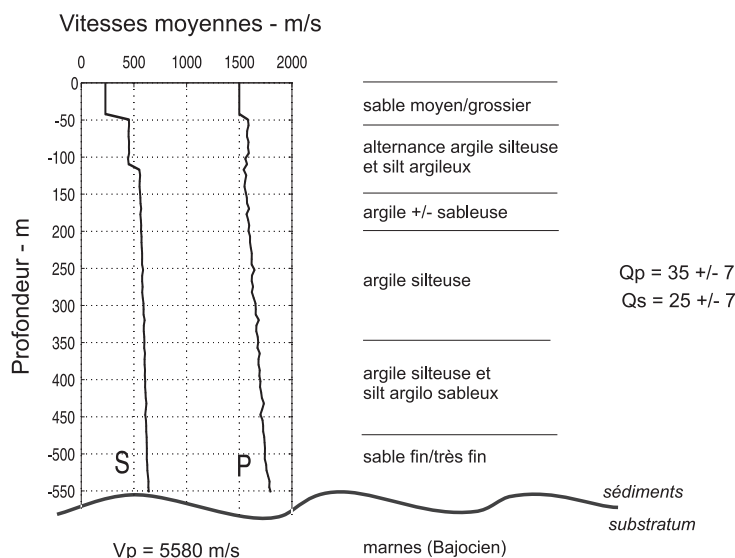


FIG. 4.37 – Résumé des informations tirées des expériences géophysiques réalisées dans et autour du forage de Montbonnot (Les vitesses moyennes sont les vitesses intégrées sur la profondeur).

profil de vitesse des ondes S semble suivre la loi de variation de vitesse des ondes P en fonction de la profondeur avec un rapport  $Vp/Vs$  de l'ordre de 2.8, à l'exception de la gamme de profondeur 300-400 m où le rapport  $Vp/Vs$  observé est de l'ordre de 2.2. Notons cependant que la profondeur "critique" de 42 m est tout à fait arbitraire et imposée par la configuration d'acquisition du PSV. Les études réalisées par le BRGM ne montrant pas de saut de vitesses en onde S à des profondeurs plus faibles que 40 m environ, cette profondeur "critique" serait comprise entre 40 et 100 m de profondeur.

#### 4.5.3 Evaluation de l'atténuation

Le facteur de qualité des ondes P a été déterminé grâce au PSV entre 252 et 522 m de profondeur, et a été estimé à une valeur de  $35 \pm 7$  sur une gamme de fréquences allant de 20 à 60 Hz. Par ailleurs, une étude simple réalisée à partir des données PSO a permis d'estimer le facteur de qualité moyen des ondes P et S sur tout le remplissage sédimentaire. La valeur moyenne pour les ondes P est de l'ordre de  $40 \pm 10$  en moyenne sur une gamme de fréquences de 20 à 50 Hz sur tout le remplissage sédimentaire et, pour les ondes S de  $25 \pm 7$  entre 10 et 20 Hz et de 0 à 300 m de profondeur. Ces valeurs correspondent aux valeurs généralement observées dans la littérature sur les bassins sédimentaires (Wang *et al.* (1994); Jongmans *et al.* (1998); Hauksson *et al.* (1987), parmi d'autres).

#### 4.5.4 Conclusion

Les études de sismique réalisés dans et autour du forage de Montbonnot ont permis donc de préciser la structure du remplissage, et les vitesses des ondes P et S ainsi que les facteurs de qualité dans ce remplissage. Ces nouvelles connaissances sont résumés sur la Figure 4.37. Les informations les plus intéressantes en terme d'évaluation des effets de site sont que les atténuations des ondes P et S sont fortes, et que le profil de vitesse en ondes S présenterait un saut de vitesse important (associé à un contraste de vitesse au moins supérieur à 2) entre 40 et 100 m de profondeur. Des mesures de bruit de fond sismique en réseau très dense (ouverture inférieure à 100 m) devraient permettre de préciser la profondeur de cet éventuel saut de vitesse (Bettig *et al.*, 2001).

## 4.6 Annexes

### 4.6.1 Caractéristiques et utilisation de la source vibrosismique

En sismique, on distingue les sources impulsives (dynamite, canon à air, chute de poids par exemple) qui ont des durées d'émission brèves de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes et des sources vibratoires dont les durées d'émission sont de quelques secondes. Les sources impulsives se caractérisent par des spectres en fréquence plus ou moins larges. Les sources vibratoires émettent des signaux dont les spectres sont entièrement déterminés à l'avance et qui ont l'avantage d'être hautement reproductibles. Cette reproductibilité permet de sommer les enregistrements réalisés aux mêmes endroits. Cette sommation permet d'atténuer le bruit incohérent et donc d'améliorer le rapport signal sur bruit.

#### 4.6.1.1 Expression mathématique

L'expression analytique du signal vibrosismique (communément appelé *sweep* ou *chirp*) est (Goupillaud, 1976) :

$$s(t) = a(t)e^{(2\pi i \int_0^t \widehat{f(\tau)} d\tau)} = a(t)e^{2\pi i \Phi(t)}$$

avec

$$a(t) = c \text{ pour } 0 \leq t \leq T, \text{ 0 sinon}$$

où  $\widehat{f(t)}$  est la fréquence instantanée,  $\Phi(t)$  la phase instantanée,  $c$  une constante,  $t$  le temps et  $T$  la durée du signal source. En pratique, on utilise la relation suivante :

$$s(t) = a(t)\cos[2\pi(f_0 + \frac{kt}{2})t]$$

avec  $a(t) = 1$  si  $|t| < \frac{T}{2}$  et 0 si  $t > \frac{T}{2}$ .  $f_0$  est la fréquence centrale,  $kT$  la longueur de bande, c'est-à-dire la durée fréquentielle balayée par le signal source, et  $f_0 + kt/2$  est la fréquence instantanée. Une des propriétés intéressantes du signal vibro est que son autocorrélation n'est autre que l'ondelette de Klauder :

$$a(\tau) * a(-\tau) = \cos 2\pi f_0 \tau \frac{\sin \pi k \tau (T - |\tau|)}{\pi k \tau}$$

L'intérêt de cette dernière propriété sera explicité au paragraphe suivant. Nous avons représenté sur la Figure 4.38 a) un signal vibrosismique de fréquence montante entre 5 et 15 Hz, b) sa signature spectrale soulignant que le spectre est plat sur la gamme de fréquences excitée.

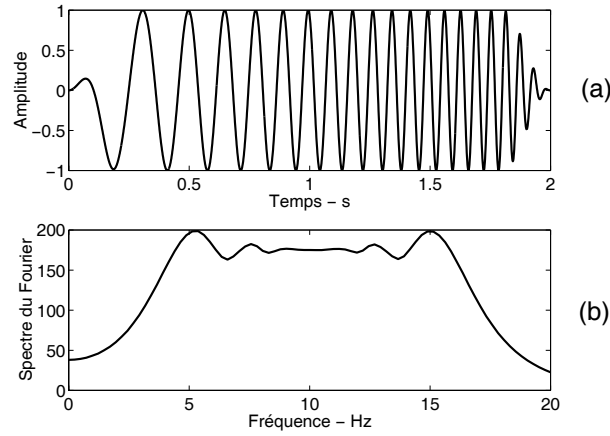


FIG. 4.38 – Exemple de signal vibrosismique : a) signal en temps, b) amplitude de son spectre de Fourier.

#### 4.6.1.2 Implication de l'utilisation d'une source vibrosismique : corrélation entre la source vibrosismique et les enregistrements aux récepteurs

Le signal enregistré par les récepteurs est le signal source convolué avec la réponse impulsionnelle du milieu. Ainsi, soit  $s(t)$ , le signal enregistré par le géophone,  $e(t)$  le signal émis,  $h(t)$ , la réponse impulsionnelle du milieu et  $b(t)$  le bruit, les traces sismiques peuvent être représentées par la relation :

$$s(t) = h(t) * e(t) + b(t)$$

Dans le cas d'une source impulsive,  $e(t)$  limite la résolution temporelle des signaux. Dans le cas d'une source vibrosismique, la source n'est plus ponctuelle en temps. L'opération consiste alors à "compresser" le signal reçu au géophone en le corrélant avec le signal émis. En effet, la corrélation du signal émis et du signal reçu s'écrit :

$$r(t) = s(t) * e(-t)$$

$$r(t) = [h(t) * e(t) + b(t)] * e(-t)$$

$$r(t) = h(t) * e(t) * e(-t) + b(t) * e(-t)$$

$$r(t) = h(t) * a(t) + b(t) * e(-t)$$



FIG. 4.39 – Camion vibreur de type Mertz22.

avec  $a(t)$  l'autocorrélation du signal émis. Dans le cas d'une source vibrosismique, l'autocorrélation du signal émis est l'ondelette de Klauder et ainsi le signal  $r(t)$  représente la réponse impulsionnelle du milieu.

#### 4.6.1.3 Camion vibreur

Le signal vibrosismique est généré à l'aide d'un camion vibreur. Lavergne (1986) détaille le principe du fonctionnement de ces camions. Notons simplement que c'est par l'action des pressions d'une plaque en acier sur le sol que le signal est généré. Le camion vibreur utilisé dans notre étude est un camion de type Mertz22, représenté sur la Figure 4.39.

#### 4.6.2 Configuration d'acquisition de la sismique de puits oblique (PSO)



Géolithe Cidex 112 E  
38920 CROLLES  
Tel.: 04 76 92 22 22  
Fax: 04 76 92 22 23  
Geolithe@geolithe.com

### **Profil sismique oblique (PSO) du forage de Domène** **Localisation du forage et des points de tir**

réalisé le mercredi 20 septembre 2000

#### **Forage**

**Situation:** Au nord ouest de Domène, lieu-dit "la grange"

**Latitude :** N 45°12,582'

**Longitude :** E 5°49,329'

**Altitude :** 214 m

**coordonnées Lambert III**  
( en km)

**X=** 872,293669  
**Y=** 3362,76405

#### **Point de vibration P2**

**Situation:** Sur le chemin au nord du forage

**Latitude :** 45°12,695'

**Distance jusqu'au forage :** 345 m

**Longitude :** 5°49,119'

**Altitude :** 213 m

**coordonnées Lambert III**  
( en km)

**X=** 872,011473  
**Y=** 3362,96254

#### **Point de vibration P1**

**Situation:** Sur la digue au sud du forage

**Latitude :** 45°12,476'

**Distance jusqu'au forage :** 307 m

**Longitude :** 5°49,512'

**Altitude :** 219 m

**coordonnées Lambert III**  
( en km)

**X=** 872,540041  
**Y=** 3362,58062





## Chapitre 5

# Contribution de l'analyse de réseau à la compréhension du bruit de fond sismique

---

*Ce chapitre propose un traitement d'antenne sur les trains d'ondes de bruit de fond sismique ambiant suivants :*

- des trains d'ondes quasi-monochromatiques et très énergétiques se propageant à des fréquences comprises entre 2 et 4 Hz afin de comprendre l'origine et la nature de ces signaux très particuliers ;*
- des trains d'ondes à basse fréquence afin de préciser l'origine spatiale, la nature et la composition du bruit de fond.*

*Les localisations géographiques des différents lieux évoqués dans ce chapitre (Parc Paul Mistral, le Bon Pasteur, le synchrotron, La Taillat, Le Campus) figurent sur la carte de l'agglomération grenobloise dans les annexes 1 et 2 de ce mémoire.*

## 5.1 Introduction

Puisqu'on a précédemment parlé de l'analyse de réseau dans le bassin grenoblois et de la nécessité pour les modélisations numériques d'avoir un modèle géophysique aussi fiable que possible, ce chapitre devrait en toute logique être consacré à la modélisation de séismes et à la comparaison des observables expérimentaux aux numériques. Les modélisations 3D aux fréquences supérieures à 2 Hz sont en cours de développement notamment à Bratislava (Mozco *et al.*, 1999). On pourrait s'en tenir à des modélisations 2D mais le bassin a définitivement une structure 3D. Aussi, il nous est apparu plus opportun de reporter ultérieurement (dans un futur que nous espérons aussi proche que possible) la modélisation 3D de ce bassin. Ce chapitre est plutôt le fruit d'observations de terrain qui nous sont apparues curieuses et que nous avons cherché à comprendre. Le bruit de fond sismique nous a offert de telles curiosités et avant de les préciser, revenons sur la définition du bruit de fond sismique et de son utilisation dans l'évaluation de l'aléa sismique.

Si l'on s'en tient à la première définition que donne le Petit Larousse du mot bruit "ensemble de sons sans harmonie, produits par des vibrations irrégulières", cette définition pourrait fort bien s'appliquer à la définition "sismologique" du bruit de fond sismique considéré comme un ensemble d'agitations microsismiques d'origine naturelle [vent, houle, ...] ou dérivé de l'activité humaine [trafic routier, activité industrielle, ...]. Généralement, en sismologie, ce bruit de fond est le "parasite qui venant se superposer aux signaux, corrompt ceux-ci et diminue la quantité d'information transmise" [seconde définition du Petit Larousse] dont il faut tâcher de réduire au mieux les effets à défaut de les supprimer. Cette terminologie est quelque peu inexacte car de nombreuses études ont pu montrer l'apport du bruit de fond sismique à la compréhension et à la caractérisation de certains phénomènes. Ainsi, au début du siècle, Banerji (1925a et 1925b) de l'observatoire de Bombay reporta de fortes corrélations entre l'arrivée de la mousson et l'amplification du niveau moyen de bruit de fond pour des périodes allant de 5 à 9 secondes. Il interpréta ces modifications par la génération de trains d'ondes de Rayleigh à l'interface entre le continent et l'océan Indien entretenu par le phénomène de mousson. Ces observations sont à l'heure actuelle bien connues et lors de fortes tempêtes en mer, il est généralement observé une amplification du bruit à 5 s de période provoquée par la propagation accrue d'ondes de surface. Par ailleurs, dès les années 1950, certains sismologues ont observé que la période dominante de l'agitation microsismique semblait liée à la nature du sol (Kanai et Tanaka, 1954; Kanai *et al.*, 1965). Puis, Nakamura (1996) diffusa dès 1989 au sein de la communauté internationale la méthode dite du rapport H/V, originellement suggérée par Nogoshi et Iragashi (1971). Cette technique, décrite au Chapitre 3, est censée fournir la fonction de transfert du sol, qui permet de caractériser les paramètres principaux de la réponse d'un site que sont la fréquence propre et le niveau d'amplification du mouvement du sol. La méthode de Nakamura étant pratique à mettre en oeuvre et peu coûteuse, elle s'est largement répandue à travers le monde depuis

et est généralement utilisée dans les études d'évaluation de l'aléa sismique. Cependant, cette méthode ne repose sur aucun fondement théorique explicite. Une des causes en est une mauvaise connaissance même de l'objet d'étude, c'est-à-dire de la composition du bruit de fond. Aux très basses fréquences ( $< 0.5$  Hz), le bruit de fond est essentiellement causé par des phénomènes naturels (houle des océans en particulier) et est composé en partie d'ondes de surface (Rind et Donn, 1979 ; Friedrich *et al.*, 1998). Aux plus hautes fréquences, les études montrent en général que le bruit est composé essentiellement d'ondes de surface (Aki, 1957 ; Nogoshi et Iragashi, 1971 ; Horike, 1985 ; Yamanaka *et al.*, 1994 ; Milana *et al.*, 1996 ; Chouet *et al.*, 1998) mais ne précisent pas la proportion des différents champs d'ondes composant ce bruit (proportion ondes de surface/ondes de volume, proportion Rayleigh/Love). Notons cependant que Chouet *et al.* (1998) observèrent que les ondes de surface composant le bruit de fond volcanique comportait 30% d'ondes de Rayleigh et de 70% d'ondes de Love.

Pour revenir aux bizarreries grenobloises, nous avons observé 1) des trains d'ondes monochromatiques très énergétiques se propageant à des fréquences comprises entre 2 et 4 Hz et 2) pendant les jours de mauvais temps sur Grenoble, les amplitudes des signaux observés sur le terrain étaient beaucoup plus importantes que par temps sec. Les trains d'ondes monochromatiques que nous appellerons par la suite "bouffées d'énergie" avaient déjà été observés par Lebrun (communication personnelle) et sur le site du synchrotron. Ces bouffées avaient en effet interpellé le personnel synchrotron par le fait que, d'amplitude plus importante que celle du niveau moyen de bruit de fond, elles venaient perturber les mesures réalisées sur ce site. Notre première motivation était simplement la curiosité. Mais la recherche de la cause de ces phénomènes nous a conduit à préciser l'origine, la nature et la composition des ondes composant le bruit de fond sismique grenoblois.

## 5.2 Les bouffées d'énergie entre 2 et 4 Hz

### 5.2.1 Caractéristiques temporelles et fréquentielles de ces bouffées

Comme mentionné précédemment, des bouffées d'énergie avaient déjà été observées sur le site du synchrotron de Grenoble et sur l'agglomération grenobloise par Lebrun (communication personnelle). De telles bouffées ont également été enregistrées par les stations du réseau placé à Grenoble en 1999. Les Figures 5.1 et 5.2 montrent ainsi l'exemple d'une bouffée "courte" (Figure 5.1) et d'une bouffée "longue" (Figure 5.2) enregistrées au Bon Pasteur. Comme nous disposons des enregistrements de bruit de fond sur quasiment toute la période d'acquisition, Haghshenas (2001) étudia les bouffées sur une semaine complète, à raison de quatre fenêtres de 2h00 par jour. Il fit des études statistiques d'occurrence de ces bouffées et constata que ces bouffées apparaissaient préférentiellement la nuit et sur certains jours dans une gamme de fréquences variant de 2 à 4 Hz. L'inconvénient majeur d'une telle étude statistique tient à ce que les bouffées

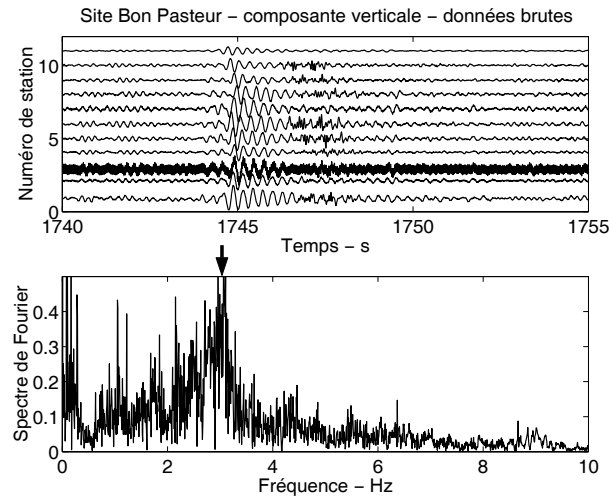


FIG. 5.1 – Exemple d’une bouffée d’énergie “courte” de fréquence dominante environ 3 Hz enregistrée par le réseau du Bon Pasteur (composante verticale, données brutes). La flèche indique la fréquence dominante de la bouffée. (Jour Julien 090, environ 5H30 TU)

sont particulièrement détectables la nuit quand le niveau moyen de bruit de fond est le plus faible, ce qui ne permet donc pas de réaliser des statistiques fiables. En moyenne sur une semaine et sur 56h00 de bruit, Haghsheenas (2001) observa 100 bouffées, enregistrées pour deux tiers la nuit, de durée moyenne 27 s et de contenu fréquentiel variant entre 2 et 4 Hz. Haghsheenas (2001) réalisa aussi un traitement MUSIC sur les enregistrements du Bon Pasteur et nota que les arrivées les plus énergétiques provenaient de l’azimut N235 avec une vitesse variant de 200 à 350 m/s.

## 5.2.2 Données et méthode de traitement d’antenne

### 5.2.2.1 Données, réseaux et géométries d’acquisition

Nous avons dans un premier temps utilisé les enregistrements de bruit de fond acquis par le réseau du Bon Pasteur. Bien que nous disposions aussi des données acquises par les capteurs du grand réseau, nous ne les avons pas considérées, les écarts en temps des arrivées des bouffées aux capteurs du Bon Pasteur et aux capteurs du grand réseau étant trop importants pour avoir des formes d’ondes cohérentes dans une même fenêtre temporelle.

Au cours du printemps 1999, Sherbaum *et al.* (1999) de l’université de Potsdam réalisèrent conjointement avec l’IPSN et le LGIT des enregistrements en réseau dense de bruit de fond dans le bassin grenoblois. Ces expériences avaient pour but l’utilisation des ondes de surface contenues dans le bruit pour retrouver la structure en vitesse des ondes S après inversion des courbes de dispersion. Ces acquisitions eurent lieu en différents endroits de l’agglomération grenobloise et nous avons eu accès aux données. Nous n’avons considéré que les réseaux de plus faible ouverture (ouverture inférieure à 150 m) mis en place par Sherbaum *et al.* (1999), soit quatre réseaux : un

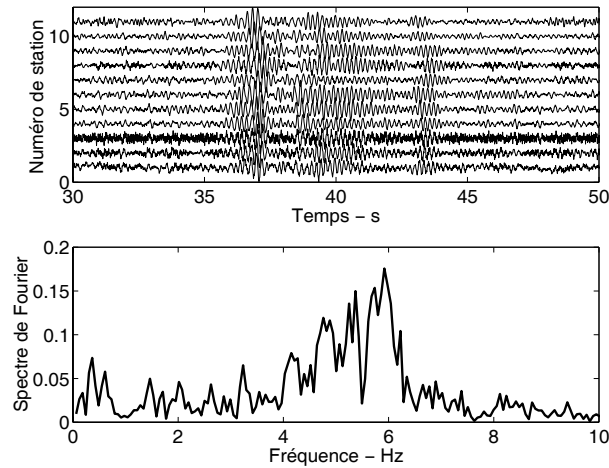


FIG. 5.2 – Exemple d’une bouffée d’énergie “longue” de contenu fréquentiel dominant compris entre 4 et 6 Hz enregistrée par le réseau du Bon Pasteur (composante verticale, données brutes). Jour Julien 090, environ 5H00 TU.

localisé à l’intérieur du parc Paul Mistral, un sur le campus en face du LGIT, un sur le site de La Taillat au début de la vallée du Grésivaudan et un sur le site de la Chantourne. Chaque réseau était constitué de 13 stations sismologiques et chaque station comportait un capteur de type Le3D 5s de bande passante [0.2 - 50 Hz] relié à une unité d’acquisition MarsLite. Les capteurs étaient posés sur des plaques en béton placées à même le sol. Les unités d’acquisition étaient reliées à un récepteur GPS opérant en mode continu. La fréquence d’échantillonnage était de 125 Hz et les capteurs ont été positionnés à l’aide de mesures GPS. La durée moyenne des enregistrements de bruit variait selon les sites entre 2 et 3h00. Sur trois de ces réseaux (le Campus, la Taillat et le parc Paul Mistral), nous avons pu observer des bouffées d’énergie. Par contre, aucune bouffée n’a pu être détectée sur les 3 h00 d’enregistrement sur le site de la Chantourne, le plus éloigné des centres urbains.

Nous n’avons représenté sur la Figure 5.3 que les géométries et les fonctions de transfert des réseaux du Campus, de la Taillat et du parc Paul Mistral, celles du Bon Pasteur ayant été évoquées dans les chapitres 2 et 3. Les cercles noirs sur les fonctions de transfert (Figure 5.3) indiquent la pulsation spatiale de Nyquist. Celle ci vaut 0.1 rad/m pour les sites du campus et de la Taillat et 0.05 rad/m pour le site du parc Paul Mistral. Les pulsations spatiales de Nyquist considérées pour les sites du campus et de la Taillat sont plus élevées que celles qu’il faudrait en théorie considérer (0.05 rad/m, soit le nombre d’onde associé aux premiers pics d’aliasing). En effet, comme nous nous attendions à des ondes de vitesse de l’ordre de 300 m/s et de fréquence comprise entre 2 et 4 Hz (Haghshenas, 2001), c’est-à-dire à des nombres d’onde variant de 0.04 à 0.08 rad/m, nous avons pris le parti d’avoir éventuellement des ondes aliasées. Sachant cependant que les signaux à analyser sont moins complexes que lors des analyses précédentes sur séismes et que le nombre des bouffées étudiées est faible comme nous le verrons dans les paragraphes

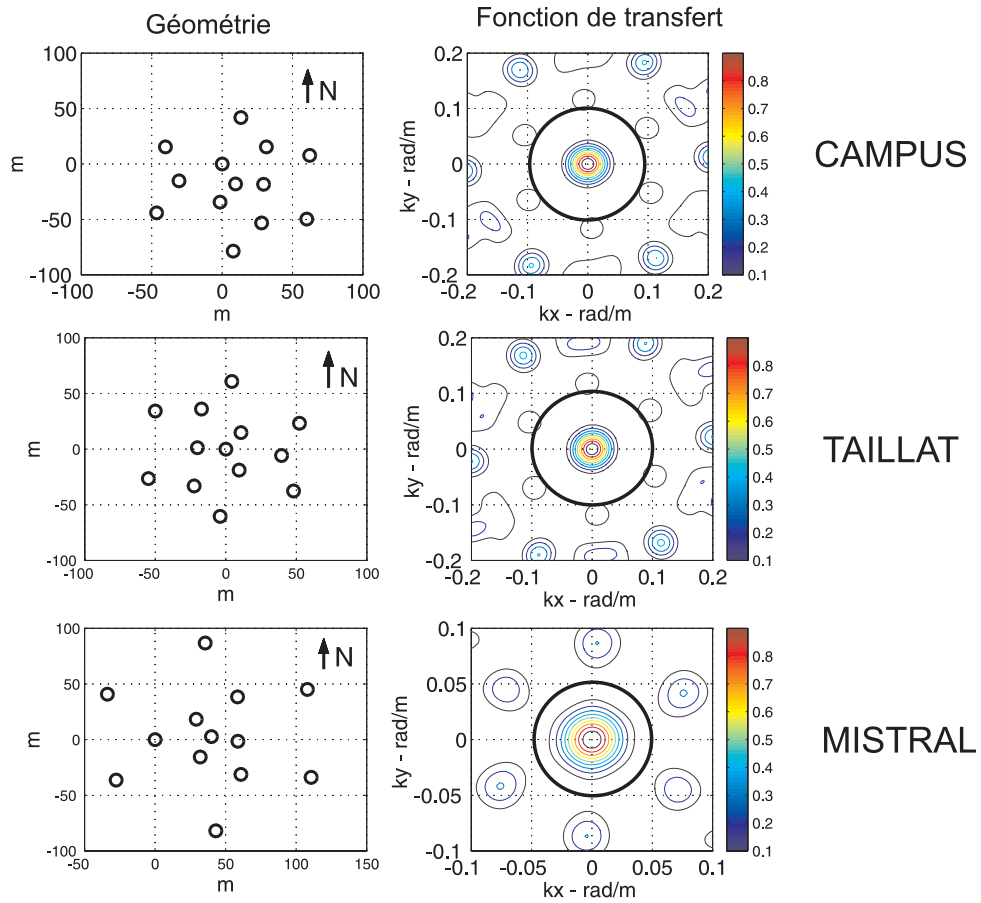


FIG. 5.3 – Géométrie et fonction de transfert des sites du Campus, de la Taillat et du parc Paul Mistral. Les cercles noirs sur les fonctions de transfert indiquent les pulsations spatiales de Nyquist considérées.

suivants, il est facile de repérer les arrivées aliasées et de les éliminer *a posteriori* par seuillage sur les puissances estimées des signaux.

### 5.2.2.2 Méthode d'analyse en réseau

Nous disposons d'environ 11h00 d'enregistrements. La principale difficulté tient donc à la détection automatique des bouffées d'énergie et de la définition des fenêtres temps-fréquence sur lesquelles sera opéré le traitement d'antenne. Nous avons aussi opté pour le schéma d'identification suivant :

1. Filtrage des traces entre 1 et 6 Hz à l'aide d'un filtre de Butterworth ;
2. Calcul des fenêtres les moins stationnaires à l'aide d'un algorithme de type STA/LTA (avec une valeur de STA de 1 s et une valeur de LTA de 20 s) appliqué sur les trois composantes des traces filtrées. Les fenêtres les moins stationnaires identifiées par tous les capteurs du réseau sont ensuite conservées. Ce premier traitement réduit considérablement le nombre

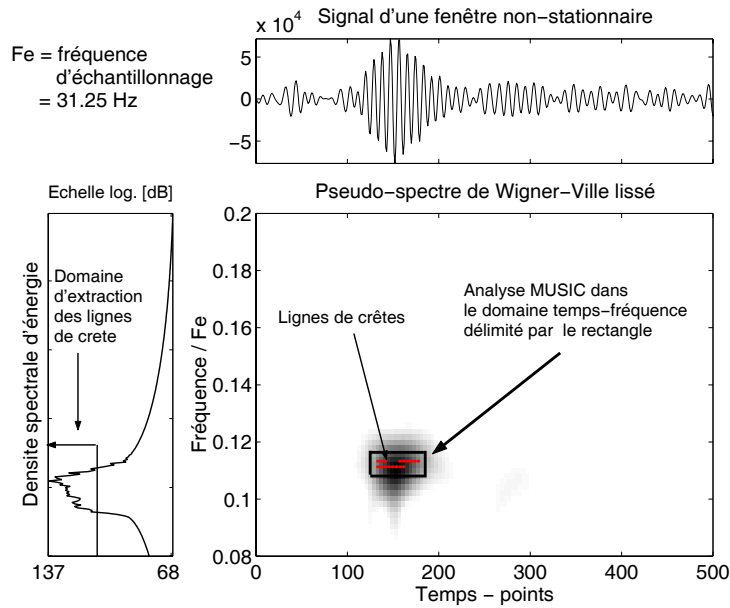


FIG. 5.4 – Localisation de lignes de crête sur le pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé pour une bouffée d'énergie. La bouffée a été préalablement filtrée entre 1 et 6 Hz.

et la taille des fenêtres temporelles à analyser ;

3. Calcul du pseudo-spectre de Wigner-Ville lissé réalloué (voir le paragraphe sur les tremblements de glace et l'annexe du chapitre 2 pour plus de détails sur ce procédé). Contrairement aux tremblements de glace, on ne souhaite pas ici conserver toutes les énergies identifiées par le spectre de Wigner-Ville et portées dans le domaine temps-fréquence par les lignes de crête mais simplement retenir les énergies maximales qui coïncident avec l'occurrence d'une bouffée. Aussi, nous n'avons retenu que les portions de lignes de crête correspondant aux 40% des énergies les plus fortes. Cette procédure est illustrée sur la Figure 5.4 ;
4. Analyse de réseau MUSIC autour des fréquences dominantes  $f_o$  identifiées par les lignes de crête, et plus précisément sur la gamme de fréquences  $[f_o - 0.5, f_o + 0.5 \text{ Hz}]$ . Les durées minimales des fenêtres temporelles d'analyse sont fixées à  $2/(f_o - 0.5)$ .

### 5.2.3 Résultats de l'analyse de réseau

#### 5.2.3.1 Distribution spatiale des bouffées d'énergie

Le nombre de bouffées identifiées et analysées par MUSIC, ainsi que les durées minimales et maximales observées et les durées totales d'enregistrement sont reportés sur le tableau 5.1. L'analyse de réseau a ainsi été effectuée en chaque site sur environ 40 bouffées de durée variant de 3 à 35 s. Comme pour l'analyse sur séismes (Chapitre 3), nous avons représenté de façon statistique les résultats en utilisant des grilles fréquence/back-azimut de pas  $0.2 \text{ Hz} \times 10^\circ$ . Les densités de back-azimut et d'énergie en fonction de la fréquence et du back-azimut sont présentées

Site	Vitesse moyenne (m/s)	Fréquence dominante	Durée	Heure TU	Jour Julien	Nombre de bouffées	Durée min. (s)	Durée max. (s)
<b>Bon Pasteur</b>	340 +/- 100	4 Hz	2 H00	01H00	090	50	3	15
<b>Paul Mistral</b>	316 +/- 100	2 ou 3 Hz	3H00	13H00	082	32	3	27
<b>Campus</b>	335 +/- 100	3 HZ	2H00	14H00	078	50	3	35
<b>Taillat</b>	345 +/- 100	3 Hz	2H00	14H00	079	31	3	7

TAB. 5.1 – Principaux résultats de l'analyse MUSIC pour chaque réseau : vitesse moyenne, fréquence dominante, nombre de bouffées analysées et caractéristiques temporelles de ces bouffées (durées minimales et maximales)

sur la Figure 5.5 pour chaque réseau. Nous avons également représenté sur cette figure un exemple de bouffée d'énergie (signaux filtrés entre 1 et 6 Hz) et la densité d'énergie en fonction du back-azimut sur une représentation polaire. Pour le réseau du Bon Pasteur, nous retrouvons l'azimut identifié par Hagshenas (2001) pour une gamme de fréquences variant de 2 à 4 Hz. Pour les réseaux du Campus et de la Taillat, les azimuts identifiés sont très stables et les fréquences correspondantes localisées autour de 3 Hz. Seul les résultats sur le site du parc Paul Mistral sont plus diffus. Notons cependant l'azimut N110 et une fréquence dominante à 2 Hz. Les vitesses et fréquences des ondes évaluées en chaque site étant stables, nous avons reporté leurs valeurs moyennes dans le tableau 5.1.

### 5.2.3.2 Nature et origine des bouffées d'énergie

Sur l'origine de ces bouffées d'énergie, nous avons quelques éléments de réponse mais aucune conclusion définitive :

#### Sont-elles d'origine anthropique ou d'origine naturelle ?

Si ces bouffées sont d'origine naturelle, les directions des azimuts identifiés pourraient pointer vers une même entité. Les Figures 5.6 et 5.7 présentent les azimuts identifiés les plus énergétiques replacés sur une carte de Grenoble. Les azimuts sur le site de la Taillat et sur le campus pointent tous deux vers l'échangeur autoroutier du campus représenté sur la figure par un cercle noir. Le parc Paul Mistral est situé bien plus au sud que les sites du Campus et de la Taillat et la direction dominante observée sur ce site (N110) ne pointe donc pas vers l'échangeur du campus, pas plus que la direction préférentielle observée sur le site du Bon Pasteur qui pointe vers le sud. Il semble donc en premier lieu peu probable que les bouffées aient une origine naturelle.



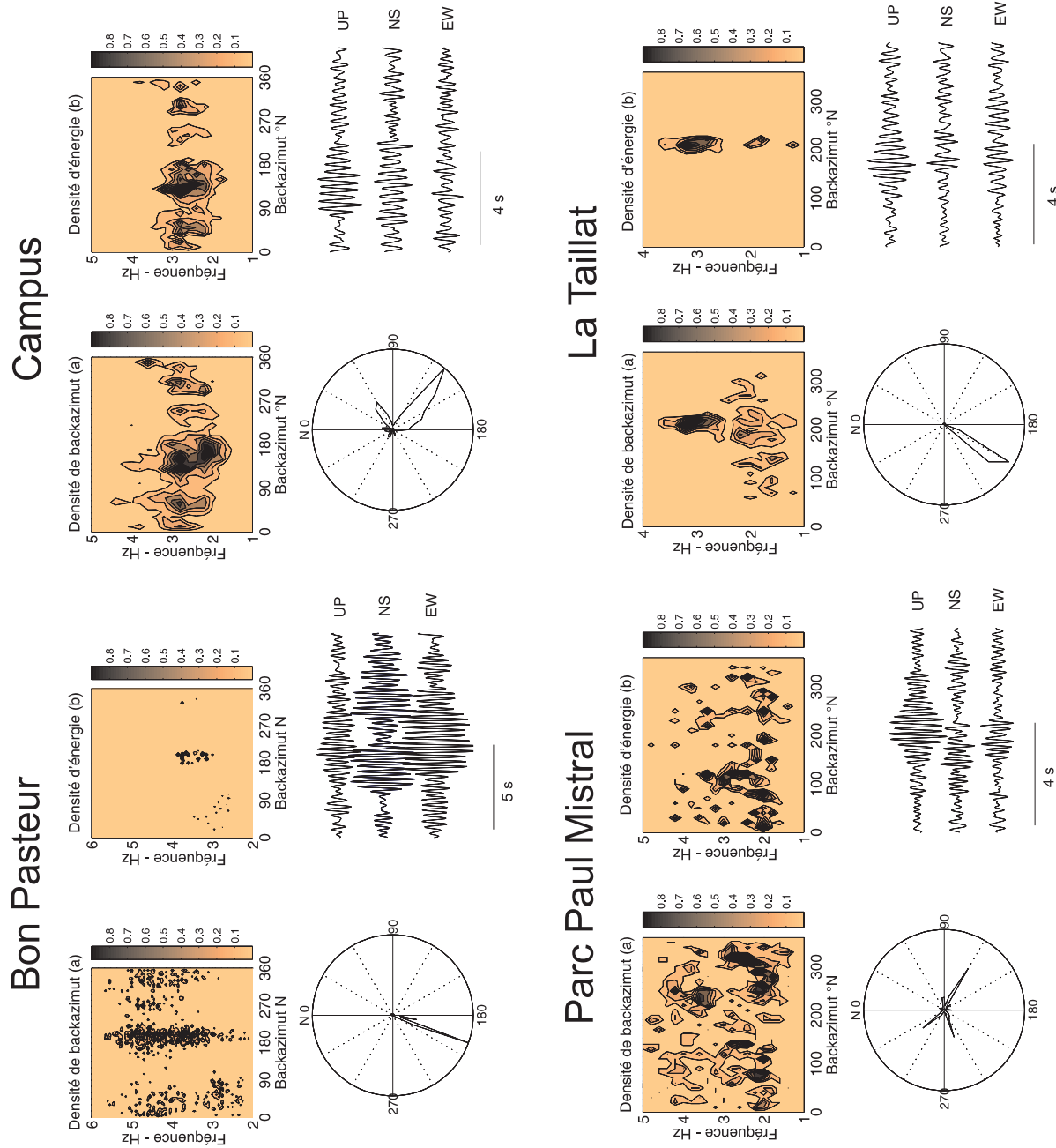


FIG. 5.5 – Analyse de réseau sur les bouffées d'énergie identifiées sur les réseaux du Campus, du Bon Pasteur, de la Taillat et du parc Paul Mistral. Pour chaque réseau sont représentés la densité d'azimut et la densité d'énergie en fonction de la fréquence. Les azimuts les plus énergétiques sont représentés dans un diagramme polaire et un exemple de bouffée d'énergie observée sur les trois composantes du sismogramme (UP, NS, EW) est représenté pour chaque site (signaux filtrés entre 1 et 6 Hz).

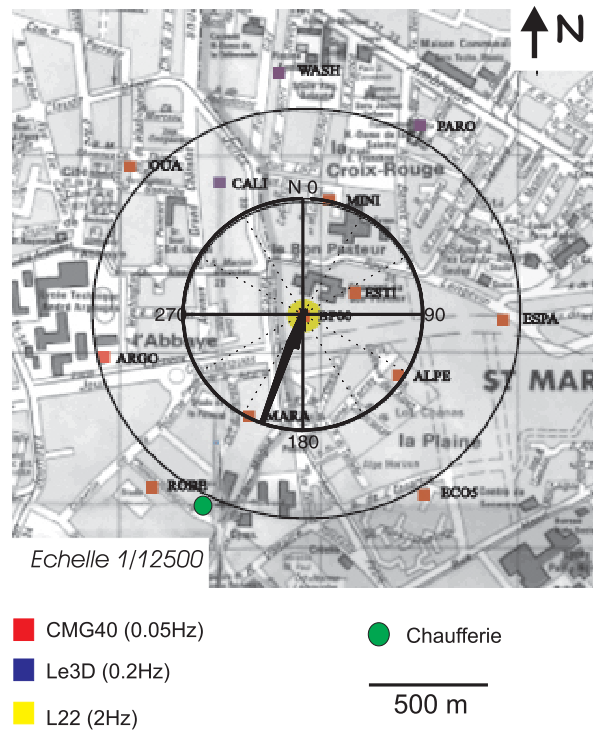


FIG. 5.6 – Localisation des bouffées d'énergies observées au Bon Pasteur.

**Si l'origine est anthropique, cela peut-il être provoqué par des vibrations de bâtiments par exemple ?**

Les vibrations de structures comme les bâtiments génèrent des ondes qui sont transmises dans le sol, se propagent sous forme d'ondes de volume et surtout de surface avec un contenu fréquentiel correspondant aux fréquences caractéristiques de la structure lorsque celles-ci correspondent à celle du sol (Guéguen, 2000). Dans le cas du réseau du Bon Pasteur, l'azimut détecté pointe sur une chaudière d'environ 30 m de haut placée près de la station ROBE comme indiqué sur la Figure 5.6. Afin de voir si cette chaudière pouvait être à l'origine des bouffées d'énergie observées au Bon Pasteur, nous avons représenté sur la Figure 5.8 les enregistrements obtenus par les capteurs du grand réseau en fonction de leur éloignement de la station ROBE pour la bouffée d'énergie présentée sur la Figure 5.1. Nous constatons en a) que les amplitudes de la bouffée sont plus importantes au voisinage de la station ROBE. Puis, en b), nous avons considéré uniquement les stations approximativement disposées selon la direction de l'azimut détecté. Comme précédemment, on constate une décroissance des amplitudes de la station ROBE à la station PARO. Par ailleurs, les amplitudes observées par les stations ALPE, ECO5 et PARO qui sont disposées à environ égale distance de la station ROBE sont identiques (à 20% près). Les deux observations précédentes suggèrent ainsi que la chaudière pourrait être à l'origine de la bouffée observée. Notons par ailleurs que les écarts des temps d'arrivées de la bouffée aux

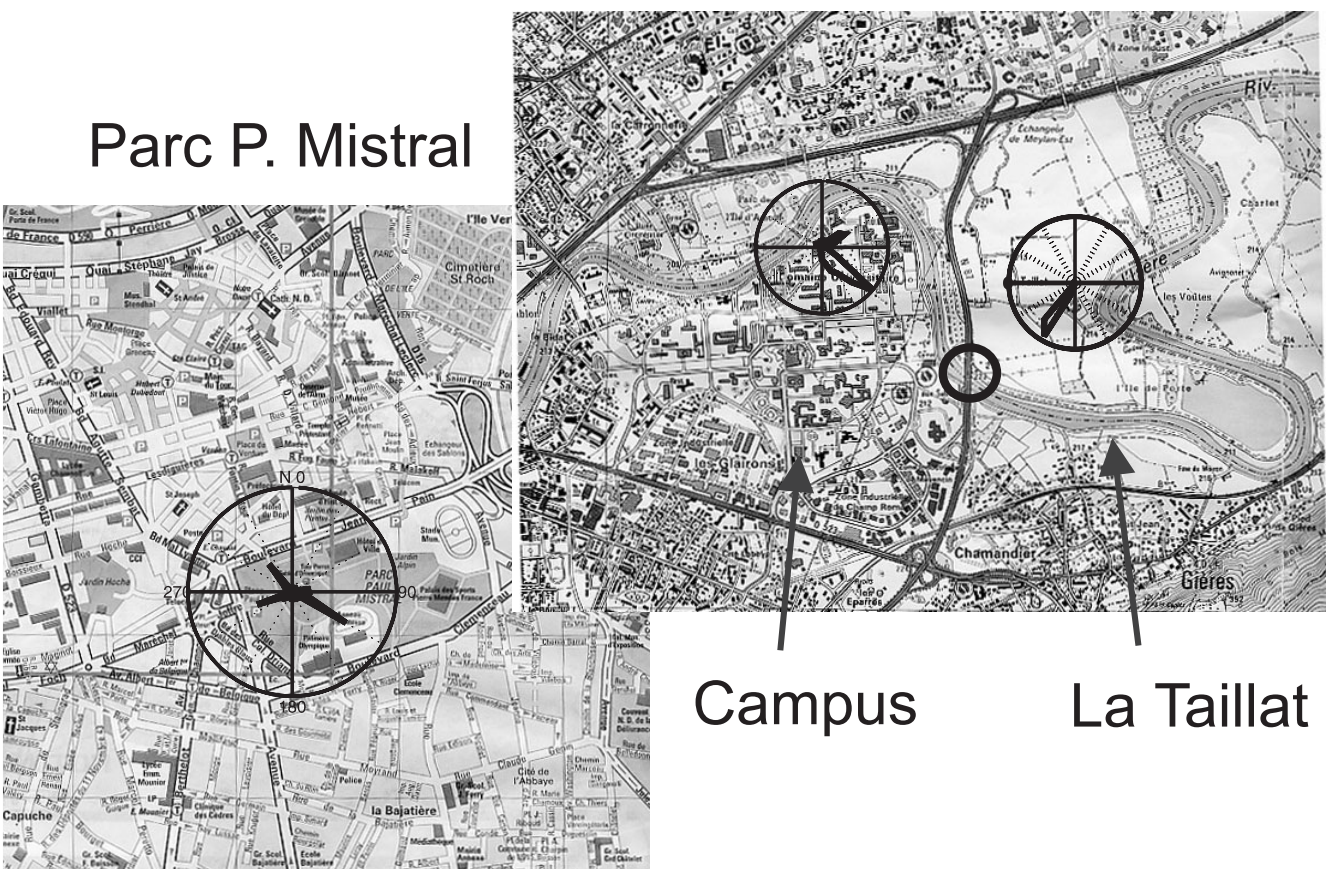


Fig. 5.7 – Localisation des bouffées d'énergies observées sur les sites du campus, de la Taillat et au parc Paul Mistral.

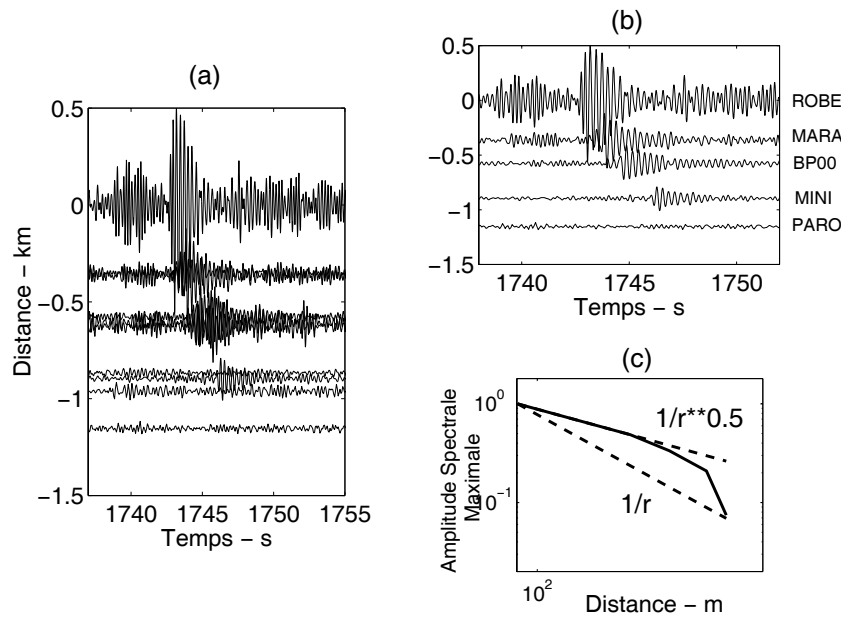


FIG. 5.8 – a) Enregistrements observés sur les stations du grand réseau de Grenoble de la bouffée d’énergie présentée sur la Figure 5.1 en fonction de la distance à la station ROBE ; b) enregistrements observés par les stations placées selon l’azimut N210 en fonction de la distance à la station ROBE ; c) décroissance de l’amplitude spectrale maximale des enregistrements du b) en fonction de la distance à la station ROBE.

stations confirment la vitesse de propagation de 300 m/s donnée par MUSIC. Si cette structure est la cause des bouffées, on devrait observer préférentiellement des ondes de surface (Guéguen, 2000) caractérisée entre autre par une décroissance en  $1/\sqrt{r}$  de l’amplitude en fonction de la distance  $r$ . Nous avons aussi représenté sur la Figure 5.8c l’amplitude spectrale maximale en fonction de la distance pour les stations disposées selon la direction de l’azimut détecté (voir la configuration de la Figure 5.8b). La décroissance des amplitudes est en  $1/\sqrt{r}$  arguant pour une propagation d’ondes de surface. La présence d’ondes de surface est confirmée par l’analyse de polarisation réalisée à partir des signaux enregistrés à la station BP00 et présentée sur la Figure 5.9. Cette dernière montre en effet sur les premières secondes de la bouffée une polarisation de type Rayleigh. Les autres sites (Parc Paul Mistral, La Taillat et le Campus) exhibant également de telles ondes de Rayleigh, on peut se demander si des vibrations de structures ne pourraient pas être à l’origine des bouffées. Dans ce cas cependant, il faudrait que les structures émettent à des fréquences comprises entre 2 à 4 Hz. Outre la chaufferie précédemment mentionnée dont nous ne connaissons pas la fréquence propre, si ces structures sont des immeubles, cela impliquerait des hauteurs d’immeuble de 20 à 50 m (Farsi, 1996). Or aucun immeuble de cette taille et dans les directions des azimuts identifiés n’existe au voisinage des autres sites.

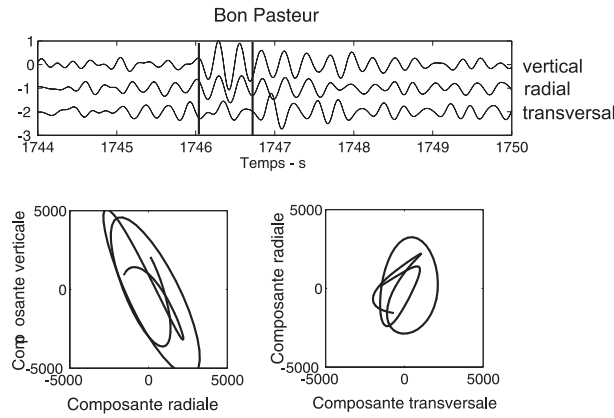


FIG. 5.9 – Polarisation des ondes sur la bouffée d'énergie observée sur la Figure 5.1.

### Peut-on avoir un effet d'une couche de subsurface de moindre vitesse ?

Les investigations sismiques évoquées au chapitre précédent nous ont amené à conclure à l'existence d'une couche de subsurface présentant une vitesse en ondes S faible (230 m/s) et un saut de vitesse non négligeable ( $>2$ ) entre 40 et 100 m de profondeur avec le milieu sous-jacent. Bien que cette information soit propre à la vallée du Grésivaudan, on pourrait envisager qu'il existerait aussi une couche à moindre vitesse en ondes S au centre de l'agglomération. Dans ce cas, les bouffées d'énergie pourraient résulter d'un phénomène de piégeage des ondes dans cette couche de subsurface à condition que la source ait un spectre en fréquence suffisamment large pour émettre des fréquences proches de la fréquence de résonance de la couche. Nous n'aurions plus alors besoin nécessairement d'invoquer uniquement une structure vibrant à des fréquences comprises entre 2 et 4 Hz pour expliquer les trains d'ondes observés. Dans le cas d'une couche de subsurface à faible vitesse, il a été suggéré expérimentalement (Guéguen *et al.*, 1998) et numériquement (Cornou, 1998) que l'effet de cette couche peut être vu à haute fréquence sur les rapports H/V, qui exhibent alors un pic à la fréquence de la couche. Sur Grenoble, ces observations sont confortées par celles de Lebrun (1997) qui, lors du microzonage sur l'agglomération grenobloise, suggéra l'existence d'une couche de subsurface pour expliquer les pics observés à environ 3 Hz en certains endroits de l'agglomération.

Si effectivement, les bouffées d'énergie sont dues à des propagations d'ondes piégées dans une couche de subsurface, on devrait alors observer une corrélation entre les fréquences observées sur les rapports H/V et les fréquences dominantes des bouffées. Pour cela, nous avons calculé les rapports H/V sur les fenêtres les plus stationnaires (au sens STA/LTA, avec un STA de 1 s et un LTA de 20 s) des enregistrements obtenus en chaque site. Les rapports H/V et écart-types sont présentés sur la Figure 5.10. On retrouve en chaque site la fréquence de 0.3 Hz concordant avec la fréquence de résonance du bassin. Un second pic à plus haute fréquence sur le rapport H/V est observé au Bon Pasteur et au Parc Paul Mistral alors qu'à la Taillat et sur le

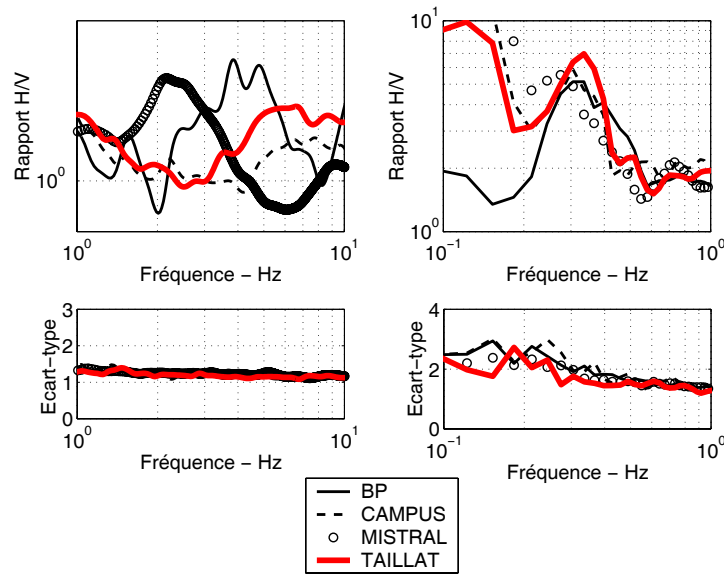


FIG. 5.10 – Rapports H/V calculés sur tous les sites à partir des fenêtres les plus stationnaires du bruit de fond.

Campus, aucun pic n'est visible au delà de 0.3 Hz (à l'exception d'un bombement vers 6 Hz à La Taillat). Les fréquences des pics sur le rapport H/V au Bon Pasteur et au parc Paul Mistral sont respectivement de 2 et 4 Hz et coïncident très bien avec les fréquences des bouffées d'énergies. Cette simple constatation conforte l'idée d'un piégeage d'ondes dans une couche de subsurface.

Pour savoir si une telle couche peut générer des ondes de surface se propageant dans celle-ci, nous avons simulé à l'aide du code d'Hisada (Hisada, 1993 et 1994) basé sur la méthode des nombres d'onde discrets de Bouchon (1981) la propagation d'une source (de type Ricker de fréquence dominante 3.5 Hz, placée en surface à l'emplacement de la chaufferie et représentée par une force orientée selon la direction chaufferie-station BP00) pour deux modèles de vitesse. Le premier modèle est un monocouche formé d'une couche d'épaisseur 700 m reposant sur un demi-espace et ayant des vitesses moyennes similaires aux vitesses moyennes observées sur le site du forage (chapitre 4). Le second modèle (modèle bicouche) comporte en plus une couche de subsurface ayant pour vitesse la vitesse moyenne des bouffées d'énergie et d'épaisseur telle que la fréquence de résonance de cette couche vaut 3.8 Hz. Les caractéristiques des deux modèles sont explicitées dans le tableau 5.2. La Figure 5.11 montre les traces obtenues aux stations ROBE, MARA, BP00, MINI et PARO et les décroissances de l'amplitude spectrale maximale en fonction de la distance des stations à la station ROBE. Force est de constater que, dans le cas du monocouche, les ondes observées sont de type volume (décroissance de l'amplitude spectrale maximale en  $1/r$ ) alors que lorsque l'on introduit une couche de subsurface, on observe plutôt une décroissance en  $1/\sqrt{r}$ , indicatrice d'ondes de surface. Ainsi, l'effet d'une couche de subsurface se matérialise par la propagation d'ondes de surface dans cette couche. Nous avons vu

Profondeur (m)	Vp (m/s)	Vs (m/s)	Qp	Qs	densité (kg/m <sup>3</sup> )
<i>Modèle monocouche</i>					
0	1700	600	40	20	1.7
700	5000	3500	400	200	2.4
<i>Modèle bicouche</i>					
0	1700	340	40	20	1.7
22	1700	600	40	20	1.7
700	5000	3500	400	200	2.5

TAB. 5.2 – Modèles rhéologiques des bicouches et monocouches. (Vp, Vs et Qp, Qs sont les vitesses et facteurs de qualité respectivement des ondes P et S)

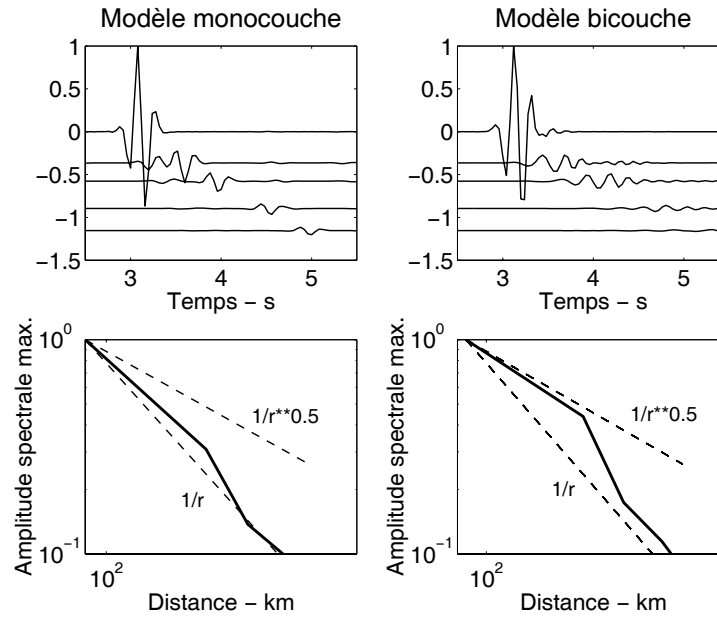


FIG. 5.11 – Traces obtenues pour les modèles bicouche et monocouche dont les caractéristiques sont précisées dans le tableau 5.2 et décroissance de l'amplitude spectrale maximale en fonction de la distance à la chaufferie du Bon Pasteur.

que sur les sites du campus et de la Taillat, aucun pic à 3 Hz n'était observé sur le rapport H/V n'argumentant pas l'effet d'un piégeage d'ondes dans une couche de subsurface. Nous pouvons cependant opposer à cette observation que ces sites sont moins sollicités par l'activité humaine que les sites du Bon Pasteur et du parc Paul Mistral, laissant imaginer que les sources de bruit ne sont pas assez nombreuses et puissantes pour que cette couche soit mise en évidence sur les rapports H/V.

### 5.2.3.3 Conclusions

Les bouffées d'énergie observées sur Grenoble proviennent de back-azimuts bien définis et se propagent à faible vitesse (environ 340 m/s) et à des fréquences comprises entre 2 et 4 Hz selon les sites considérés. Ces bouffées sont essentiellement composées d'ondes de surface. Nous

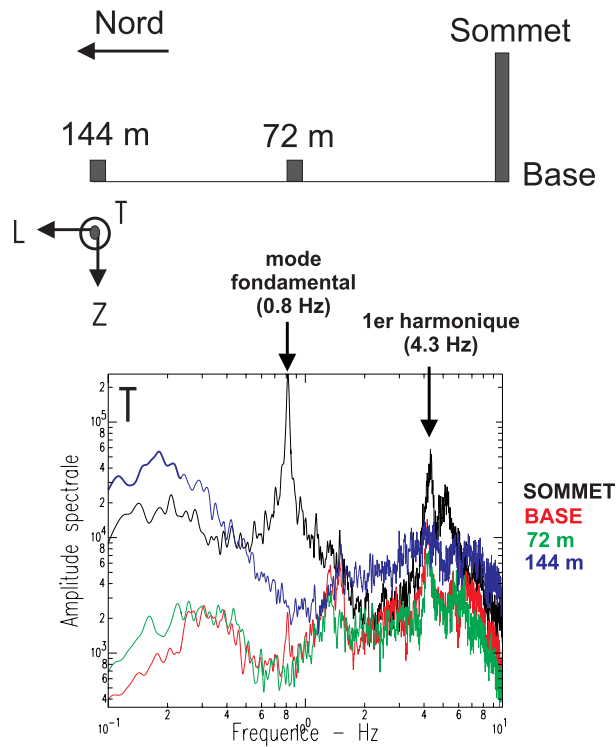


FIG. 5.12 – Amplitudes spectrales du bruit mesuré au sommet, à la base, à 72 et 144 m de la cheminée.

avons suggéré qu'elles pourraient être la signature d'un phénomène de piégeage d'ondes dans une couche de subsurface de moindre vitesse en ondes S. Le contraste de vitesse introduit serait donc tel qu'il suffirait la présence de sources en surface émettant dans un spectre de fréquence suffisamment large pour que des ondes de surface soient créées et piégées dans cette couche. Très récemment, nous avons mesuré les fréquences propres de la cheminée. Elles valent 0.8 Hz pour le mode fondamental et 4.3 Hz pour le premier mode. En parallèle de ces mesures, nous avons placé deux stations sismologiques à 72 et 144 m de la chaufferie selon l'axe nord-sud. La Figure 5.8 montre les amplitudes spectrales mesurées simultanément au sommet, à la base, à 72 m et 144 m de la structure par les composantes transversales (T) à l'axe du profil nord-sud. Nous pouvons constater que loin de la structure le contenu spectral du bruit est centré autour de 4 Hz. Sachant que la contribution spectrale de la vibration fondamentale de la structure n'est plus observée à 72 et 144 m de distance, on peut suggérer que les vibrations émises par le premier mode harmonique de vibration de la structure se sont trouvées piégées dans une couche de fréquence propre 4 Hz et s'y sont propagées. Des investigations plus précises et des modélisations nécessitent d'être menées pour préciser ces observables.



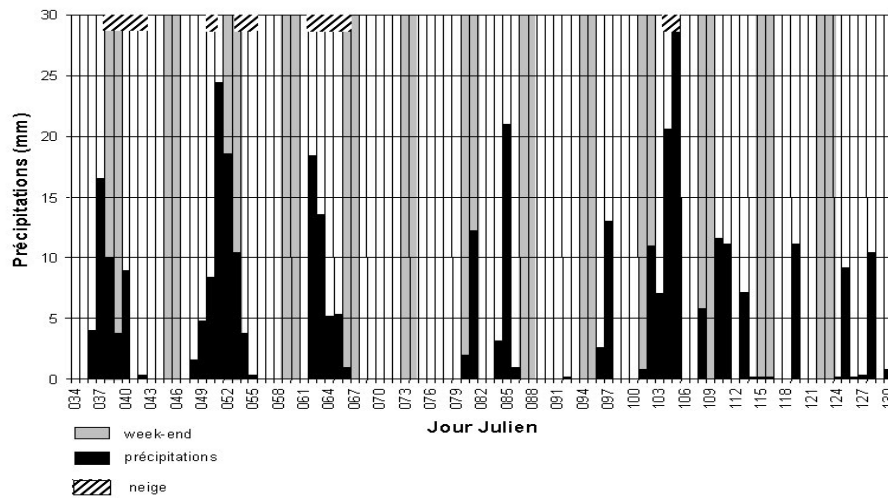


FIG. 5.13 – Relevés hydrométriques au cours de la période du 03/02/99 (jour Julien 034) au 10/05/99 (jour Julien 130).

### 5.3 Analyse du bruit de fond grenoblois à basse fréquence ( $< 1$ Hz)

#### 5.3.1 Observables : amplification du mouvement du sol et perturbations météorologiques

##### 5.3.1.1 Données Météo France

Suite aux observables de terrain qui montraient de larges amplitudes des signaux lors des jours de mauvais temps, nous avons récupéré les relevés hydrométriques mesurés par Météo France sur le site du campus et, autant que possible, les bulletins météorologiques journaliers locaux. La Figure 5.13 montre l’histogramme des précipitations sur Grenoble et précise les jours de neige et les week-ends.

Nous avons sélectionné quatre jours, deux relatifs à des jours “mouillés” et deux à des jours “secs”. Cette sélection s’est faite en considérant des jours de semaine correspondant à une activité humaine identique pour s’affranchir de l’incertitude du facteur humain dans nos évaluations. Nous ne disposons pas de bulletins locaux du 15 février au 1 mars 1999 et d’enregistrements suffisants autour du jour julien 037 (installation des stations du grand réseau en cours). Notre analyse a ainsi été restreinte aux jours juliens 105 et 085 pour les jours “mouillés” et 076 et 090 pour les jours “secs”. Notons les bulletins météo pour les jours sus-mentionnés :

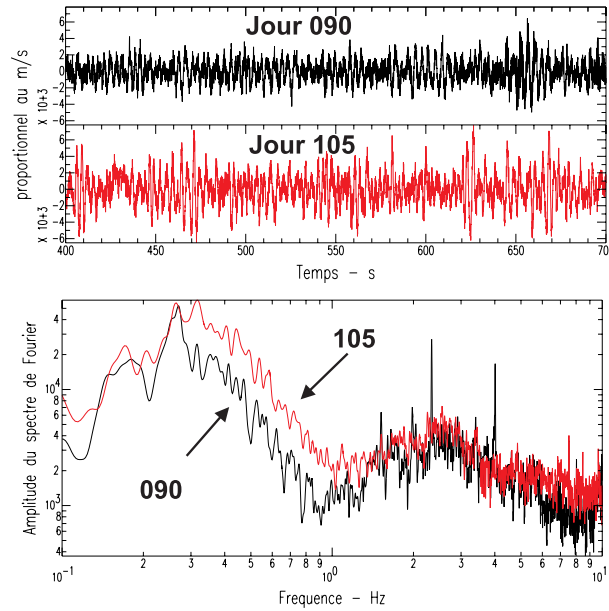


FIG. 5.14 – Composante horizontale nord-sud enregistrée par temps sec (jour 090) et temps mouillé (jour 105) et amplitudes des spectres de Fourier. (Enregistrements réalisés vers 1h00 TU du matin)

- Jour 105 : La veille, les bulletins mentionnaient “[...] Un flux océanique s’installe sur les Alpes avec l’arrivée d’une première perturbation [...]”, “[...] Le courant d’ouest s’oriente au sud-ouest aujourd’hui à l’avant d’une profonde dépression qui se creuse de l’Angleterre au nord de l’Espagne [...]” ; et le jour même “Le vent tourne au sud-ouest puis sud se renforçant l’après-midi surtout sur les pré-alpes ou les rafales atteignent 80 km/h en soirée.”
- Jour 085 : “[...] un axe dépressionnaire situé sur le proche atlantique dirige un flux très rapide de Sud sur notre pays [...]”
- Jour 076 : “[...] bonjour à toutes et à tous sous un ciel parfaitement clair [...]”, “[...] un axe de hautes pressions s’étend sur la France, en altitude. Il semble bien disposé à l’égard de nos massifs, pour quelques jours [...]”, “[...] anticyclonique, ensoleillé [...]”,
- Jour 090 : “[...] poursuite des conditions anticycloniques [...]”, “[...] soleil printanier [...]”

### 5.3.1.2 Mise en évidence de l’amplification : comparaison jours “mouillés” / jours “secs”

La Figure 5.14 montre 300 secondes de signal observés pour les jours 090 (jour sec) et 105 (jour mouillé) ainsi que les amplitudes des spectres de Fourier correspondants. Aucune amplification à haute fréquence ( $> 1$  Hz) n’est observée. Par contre entre 0.2 et 1 Hz, on note une amplification considérable du mouvement du sol.

### 5.3.1.3 Comparaison avec les données de GéoScope

Nous avons mentionné en introduction qu'aux perturbations océaniques était en général associée une amplification du mouvement du sol entre 5 et 10 s. Or cette période correspond à la période propre du bassin et aussi à la période amplifiée par jour de pluie dans le bassin. Aussi, pour voir si l'amplification observée n'était pas celle simplement causée par la perturbation océanique seule, nous avons comparé les amplifications relatives entre les jours secs et les jours mouillés pour une station du réseau et une station placée sur rocher. La station du réseau utilisée est la station MINI équipée d'un sismomètre 3 composantes de type CMG40 de bande passante [0.05 50 Hz]. Nous avons pris comme station au rocher la station SSB du réseau GéoScope équipée d'un sismomètre de type STS1 de période 100 s. Cette station est localisée à environ 100 km à l'ouest du réseau et la fréquence d'échantillonnage est de 1 Hz. Les amplifications relatives jours mouillés/jours secs ont été simplement évaluées par un rapport spectral entre de mêmes composantes enregistrées en jour mouillé et jour sec. Ce rapport spectral est le rapport moyen évalué à partir de rapports spectraux<sup>1</sup> calculés en utilisant des fenêtres glissantes de 35 s de longueur. La Figure 5.15 montre les amplifications relatives obtenues sur les composantes verticales et horizontales pour les tranches horaires [05H00 07H00 TU] et [15H00 17H00 TU]. Notons que sur chaque figure, on compare un jour mouillé (jour 105 ou 085) à deux jours secs (jour 090 ou 076).

Nous constatons en tout premier lieu sur cette figure que l'amplification du mouvement du sol pendant les jours mouillés pour la station SSB varie entre 1 et 2 alors que pour la station MINI, cette amplification varie entre 3 et 11. L'amplification relative la plus importante concerne le jour Julien 105. Par ailleurs, force est de constater que la composante verticale est amplifiée du même ordre de grandeur que la composante horizontale (NS ici), à l'exception du jour 105 à 15H00 TU (amplification mais moindre).

Ces observables soulignent donc :

- l'effet du bassin et de sa structure : à une sollicitation sismique même diffuse (trains d'ondes associés aux perturbations océaniques) correspond une amplification à la fréquence de résonance du bassin ;
- la composante verticale subit une amplification différentielle en moyenne du même ordre de grandeur que l'amplification de la composante horizontale.

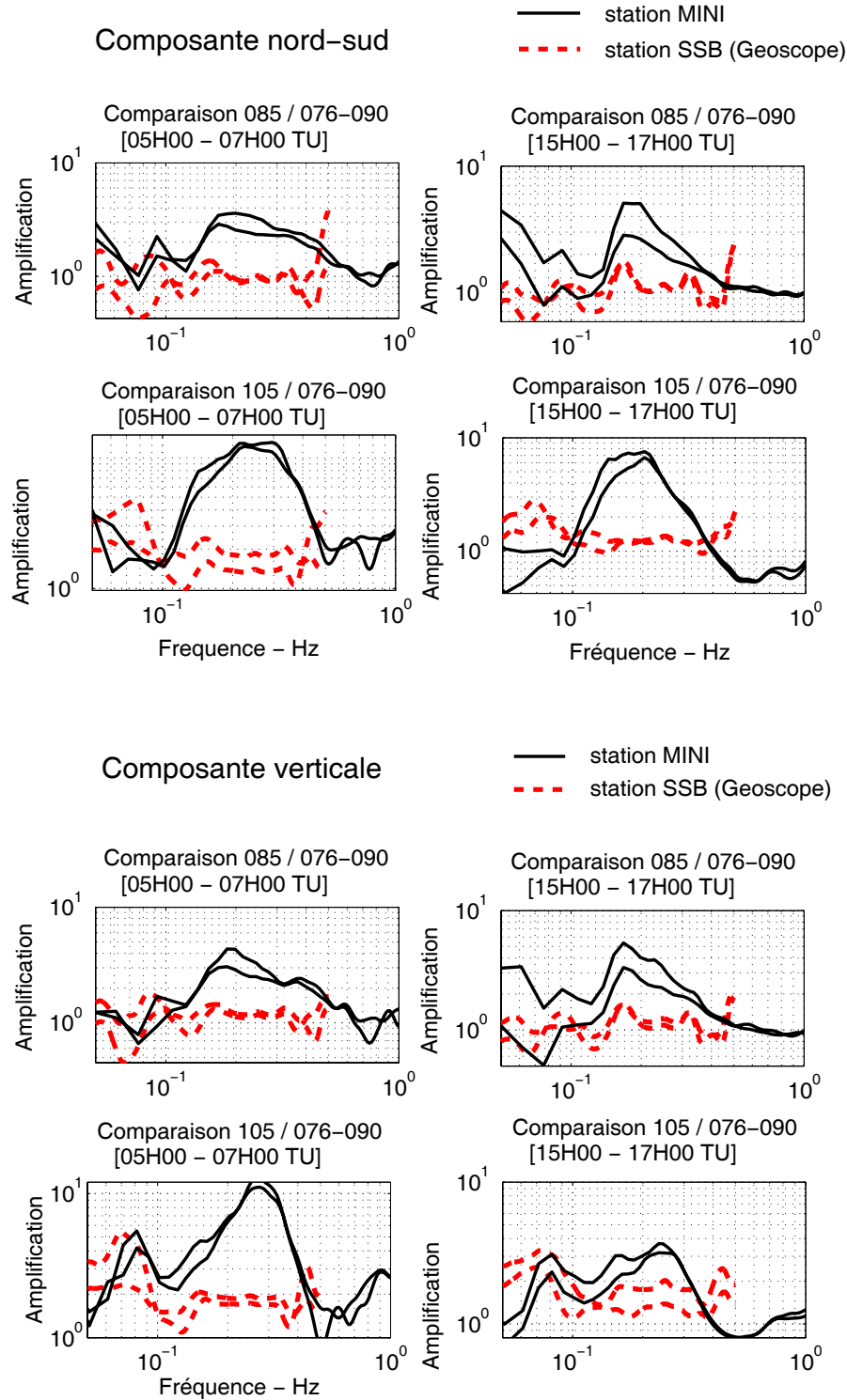


FIG. 5.15 – Comparaison des amplifications relatives entre les jours mouillés (jours 105 et 085) et les jours secs (jours 076 et 090) pour les stations MINI et SSB. La comparaison est effectuée pour les tranches horaires [05h00 07h00 TU] et [15h00 17h00 TU]. Sur chaque figure est indiquée la comparaison entre un jour mouillé et deux jours secs.

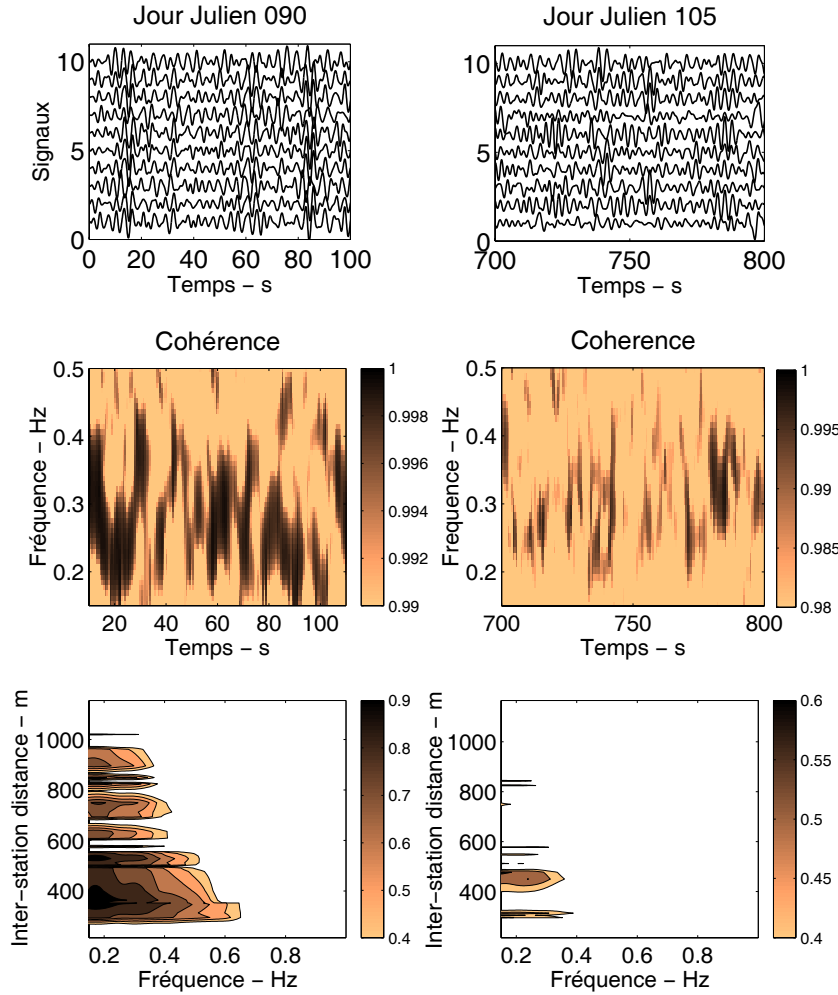


FIG. 5.16 – Exemple de signaux enregistrés dans la tranche horaire 01h00-02h00 TU pour les jours 090 (sec) et 105 (mouillé). Les deux séries de figures du bas correspondent à la cohérence moyenne dans le domaine temps-fréquence pour les portions de signal temporel représentées ici (paramètres de calcul précisés dans le texte) et à la cohérence en fonction de la fréquence et de l'espacement intercapteur (cohérence calculée sur 1h00). Les valeurs de cohérence ne sont valables qu'au delà de 0.2 Hz.

### 5.3.1.4 Variabilité spatiale du bruit de fond en fonction des conditions météorologiques

Nous avons également étudié la variabilité spatiale du bruit de fond pendant les jours secs et les jours mouillés et au cours d'une même journée (nuit/jour). Nous avons représenté sur la Figure 5.16 un exemple de signaux (composante NS) obtenus, de nuit, au cours des jours 090 et 105. Les signaux sont filtrés entre 0.1 et 0.5 Hz. La simple visualisation des signaux temporels permet de constater que le bruit en jour sec (jour 090) est extrêmement cohérent d'un capteur à l'autre, ce qui n'est pas le cas du jour mouillé (jour 105). Cette variabilité spatiale est confirmée par les analyses de cohérence<sup>2</sup> dans le domaine temps-fréquence et dans le domaine spatial<sup>3</sup> (Figure 5.16). Ainsi, **en moyenne sur une heure de bruit**, la distance de corrélation du bruit sec (jour 090) est d'environ 700 m (pour une cohérence de 0.9) alors que pour le bruit mouillé, aucune distance de corrélation ne peut être observée (cohérence  $< 0.6$ ).

Afin de voir si la “bonne” cohérence des signaux en jour sec et de nuit était valable aussi de jour, nous avons calculé pour la tranche horaire [15H00 16H00 TU] la cohérence spatiale du bruit pendant le jour 090. Ce calcul a aussi été réalisé pour le jour 105. Les résultats sont indiqués sur la Figure 5.17. Ils montrent pour le jour 090 (sec) une variabilité spatiale du bruit accrue le jour. Ceci se voit sur les traces temporelles mais aussi sur la cohérence moyenne qui a des valeurs plus faibles que sur la Figure 5.16. Quant à la cohérence spatiale, la distance de corrélation est la même que pour le contexte de nuit (700 m) mais pour une valeur de cohérence réduite (valeur de 0.8). Pour le jour 105, la variabilité spatiale est toujours aussi importante.

Ainsi, la variabilité spatiale du bruit :

- est faible de nuit et par “temps sec” (bonne cohérence des signaux) ;
- s'accroît par temps sec au cours de la journée indiquant que l'activité humaine en surface modifie la réponse apparente du bassin à sa fréquence propre. Ceci reviendrait à dire que les sources “humaines” sont suffisantes pour exciter la structure globale du bassin ;
- est importante par “temps humide” indiquant que le bassin réagit aux sollicitations sismiques causées par les perturbations océaniques.

---

<sup>1</sup>Le lissage des spectres de Fourier lors du calcul a été réalisé selon la formulation de Konno et Ohmachi (1998).

<sup>2</sup>La cohérence moyenne dans le domaine temps-fréquence a été calculée de la même façon que la cohérence moyenne exposée au chapitre 3 lors de notre analyse de réseau sur séismes. Nous avons ainsi calculé les cohérences selon l'approche de Poupinet *et al.* (1984) pour tous les couples de capteurs disponibles, puis les cohérences ont été sommées et moyennées. La cohérence a été calculée sur des fenêtres glissantes de 8 s, les signaux temporels apodisés avec une fenêtre de Hanning d'un taux de 10%.

<sup>3</sup>La cohérence spatiale a été calculée de la même façon qu'au chapitre 3 pour tous les couples de capteurs en utilisant un découpage en fenêtres de 8 s. L'apodisation des traces temporelles a été réalisée à l'aide d'une fenêtre de type Hanning de taux de 10%.

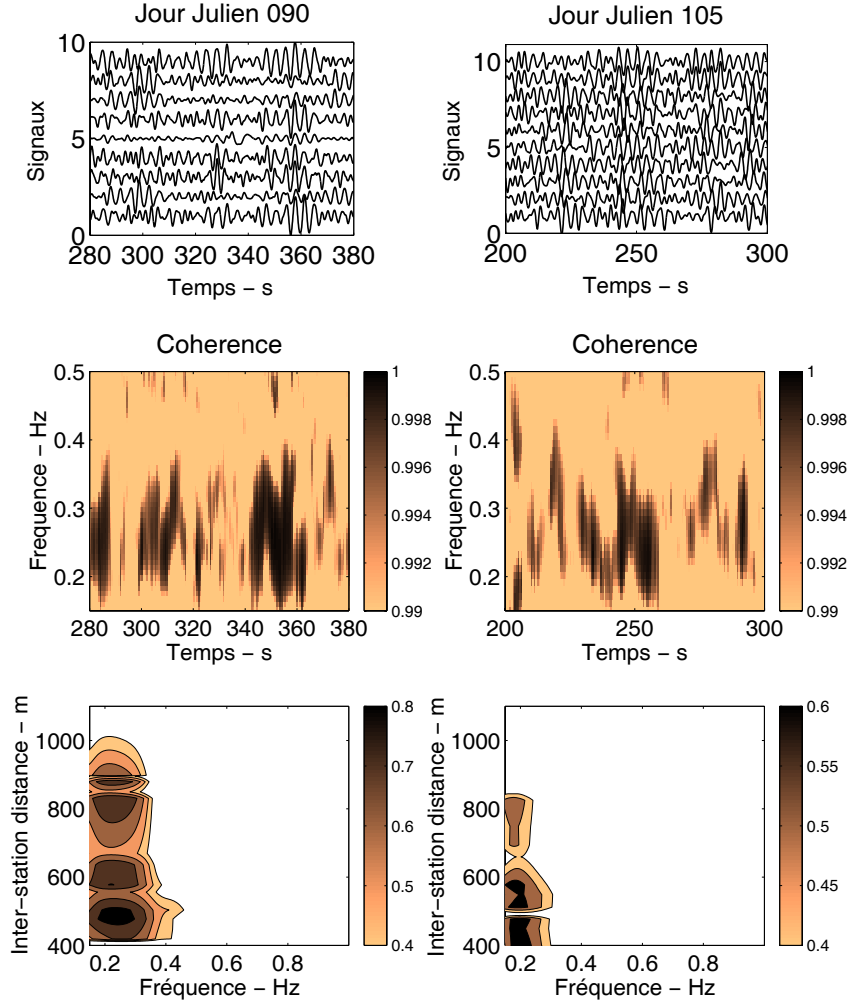


FIG. 5.17 – Exemple de signaux enregistrés dans la tranche horaire 15h00-16h00 TU pour les jours 090 (sec) et 105 (mouillé). Les deux séries de figures du bas correspondent à la cohérence moyenne dans le domaine temps-fréquence pour les portions de signal temporel représentées ici (paramètres de calcul précisés dans le texte) et à la cohérence en fonction de la fréquence et de l'espacement intercapteur (cohérence calculée sur 1h00). Les valeurs de cohérence ne sont valables qu'au delà de 0.2 Hz.

### 5.3.2 Traitement d'antenne sur le bruit de fond

#### 5.3.2.1 Méthode et données

Fort de nos observables sur l'amplification du bruit de fond à basse fréquence lors des jours mouillés et de l'accroissement de la variabilité spatiale du bruit et les jours mouillés et pendant la journée, nous avons réalisé un traitement d'antenne sur ces données afin de préciser l'origine et la nature des ondes. Le réseau utilisé fut le grand réseau de Grenoble dont les caractéristiques sont précisées au Chapitre 3. La même méthode de traitement d'antenne que pour l'étude des séismes a été utilisée. Rappelons-en les grandes lignes :

1. Calcul de la cohérence dans le domaine temps-fréquence pour tous les couples de capteurs et calcul de la cohérence moyenne (cette procédure a été rappelée dans le paragraphe précédent) ;
2. Sélection sur cette cohérence moyenne des fenêtres temps-fréquence les plus cohérentes. Ici, les seuils de cohérence retenus varient de 0.975 à 0.99 et le nombre de fenêtres temps-fréquence de 2000 à 3300, le nombre le plus important de fenêtres correspondant aux jours secs (jours Julien 090 et 076) ;
3. Analyse MUSIC sur ces fenêtres ;
4. Conservation des paramètres des ondes identifiées de la même façon (en temps, fréquence et back-azimut) par les deux composantes horizontales (voir le chapitre 3 sur la non utilisation de la vitesse comme paramètre de sélection) ;
5. Rotation des composantes selon les back-azimuts détectés par MUSIC et analyse de polarisation afin de calculer les énergies analysées (énergie radiale, transversale, et totale) et les inclinaisons<sup>4</sup> apparentes des directions des maximums de polarisation ;

Comme pour l'analyse de réseau sur séismes, nous avons eu une approche statistique des paramètres estimés en utilisant des grilles back-azimut/fréquence de pas  $[10^\circ \times 0.05 \text{ Hz}]$ . A l'aide de ces grilles, nous avons pu définir en fonction du back-azimut et de la fréquence les densités de back-azimut (somme des azimuts normalisée par le nombre total d'azimuts calculé sur toute la grille) et d'énergie (somme des énergies normalisée par l'énergie totale calculée sur toute la grille). La stabilité des proportions d'énergie calculée et de l'inclinaison apparente avec le temps et le back-azimut que nous verrons dans les paragraphes suivants (Figure 5.24) nous ont également permis de représenter ces estimations à l'aide de grilles back-azimut/fréquence. La distribution des vitesses avec la fréquence est représentée en utilisant une grille fréquence/vitesse apparente de pas  $[0.05 \text{ Hz} \times 40 \text{ m/s}]$ .

Pour ce qui est des données, nous avons considéré pour les jours 090 et 105 les tranches horaires suivantes [01H00 02H00 TU], [05H00 06H00 TU] et [15H00 16H00 TU] alors que pour

---

<sup>4</sup>Précisons que nous entendons par inclinaison l'angle entre la verticale et la direction du maximum de polarisation



les jours 076 et 085, seules les tranches horaires [01H00 02H00 TU] et [15H00 16H00 TU] ont été retenues. Les signaux des CMG40 ont été déconvolués de leur réponse instrumentale et reconvo-lués par la réponse du Le3D-5s.

**Remarque :** Avant d’entamer l’interprétation des résultats, nous tenons à préciser que le taux d’échec de MUSIC dans l’analyse des ondes a été très important notamment pour les jours 090 et 076 au cours de la période nocturne. Cet échec s’est traduit par un pic du lobe central observé dans l’espace des nombres d’onde  $(k_x, k_y)$  positionné à  $k_x = k_y = 0$ . Le taux d’échec estimé pour ces jours-ci est estimé à environ 30% et nous l’interprétons, d’un point de vue traitement du signal, par la trop bonne cohérence de certaines formes d’ondes observées au cours de ces jours-là. Les décalages en temps entre les signaux sont en effet extrêmement réduits et MUSIC ne parvient donc pas à identifier correctement une onde.

### 5.3.2.2 Identification et nature des ondes selon les jours “secs” et les jours “mouillés”

Nous présentons ici les résultats de l’analyse MUSIC pour les jours secs et mouillés. Sur les Figures 5.18, 5.19, 5.20, 5.21 et 5.22 sont représentés en fonction de la fréquence et de l’azimut a) la densité de back-azimut, b) la densité d’énergie, c) l’inclinaison apparente du maximum de polarisation et d) la proportion d’énergie d’énergie véhiculée par les composantes radiales et transversales comparée à l’énergie totale analysée. Sont représentés également la distribution de la densité d’énergie reportée sur une carte des contours de Grenoble et la distribution des vitesses apparentes en fonction de la fréquence.

### Localisation des diffracteurs

La toute première information tient au fait que les ondes identifiées ne concernent exclusivement que la bande fréquentielle comprise entre 0.2 et 0.4 Hz. Pour les jours “secs” 076 et 090 (Figures 5.19, 5.20, 5.21), les arrivées les plus énergétiques avant 6H00 du matin semblent venir des massifs de Chartreuse et de Belledonne alors qu’en milieu d’après-midi, des azimuts venant du sud sont également détectés. Pour les jours mouillés les arrivées les plus énergétiques viennent du sud quelle que soit la tranche horaire et le jour considéré.

Les azimuts détectés pendant les jours mouillés pointent approximativement dans la direction des perturbations (venant du sud/sud-ouest). Les champs d’ondes analysés pourraient donc correspondre aux ondes venant de la perturbation océanique et éventuellement à des ondes générées localement sur les bords sud du bassin grenoblois. Or cet azimut est aussi observé pour les jours secs en journée. Nous avons vu par ailleurs que la variabilité spatiale des jours secs était plus importante en journée que la nuit et nous avons suggéré que cette variabilité pouvait être

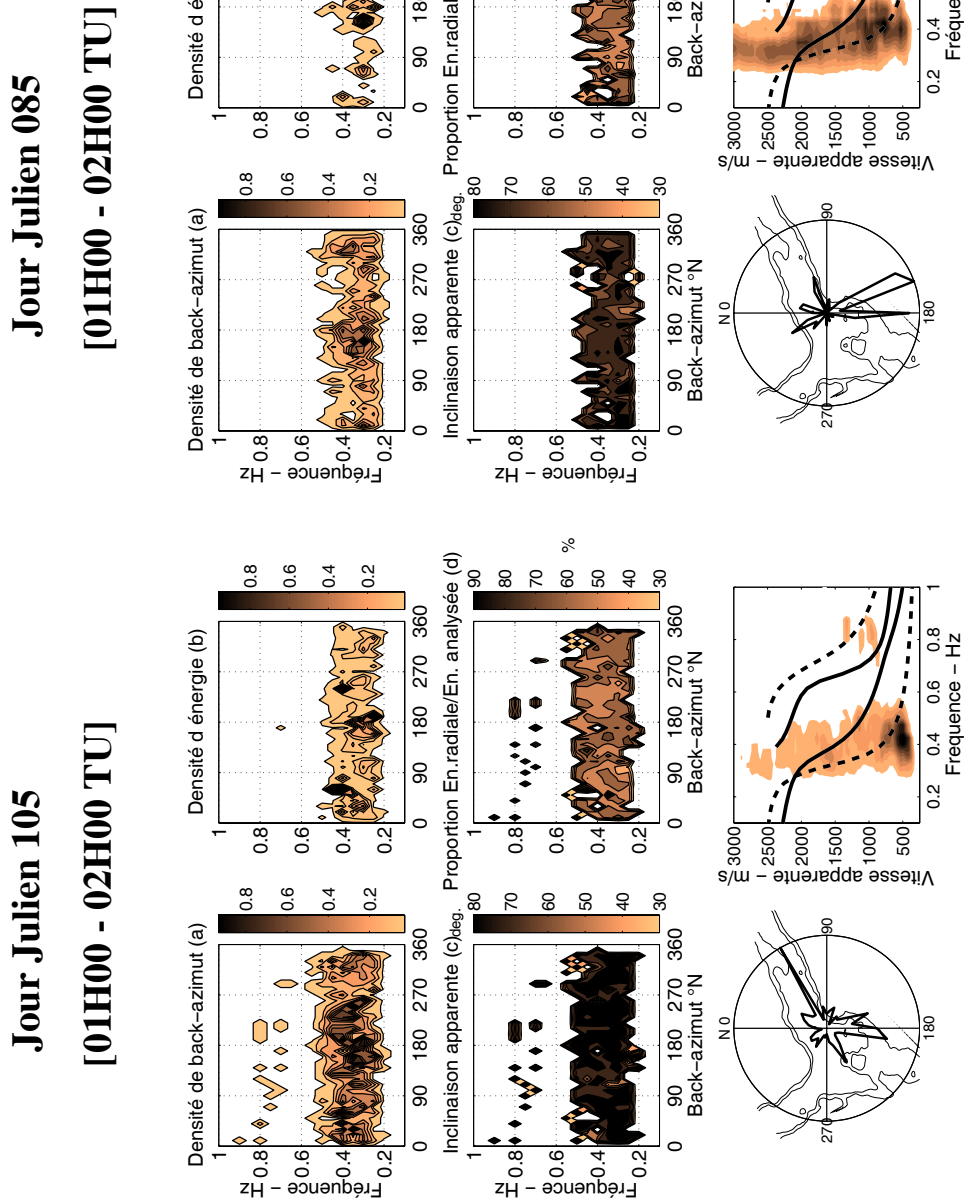


FIG. 5.18 – Résultats de l'analyse MUSIC pour les jours juliens 105 et 085 : a) densité de back-azimut et b) d'énergie en fonction de la fréquence ; c) inclinaison apparente de la direction du maximum de polarisation et d) proportion d'énergie véhiculée par les composantes radiales et verticales comparée à l'énergie totale analysée en fonction de l'azimut et de la fréquence. Les deux figures du bas représentent la distribution azimutale de la densité d'énergie reportée sur une carte des contours du bassin grenoblois et la distribution des vitesses apparentes en fonction de la fréquence (les traits pleins sur la figure des vitesses apparentes correspondent aux vitesses de phase des modes fondamental et supérieurs des ondes de Rayleigh et les traits pointillés aux modes fondamental et supérieurs des ondes de Love). Ces courbes de dispersion ont été calculées en utilisant le modèle de vitesse utilisé au Chapitre 3 et représentatif du profil de vitesse de Montbonnot.

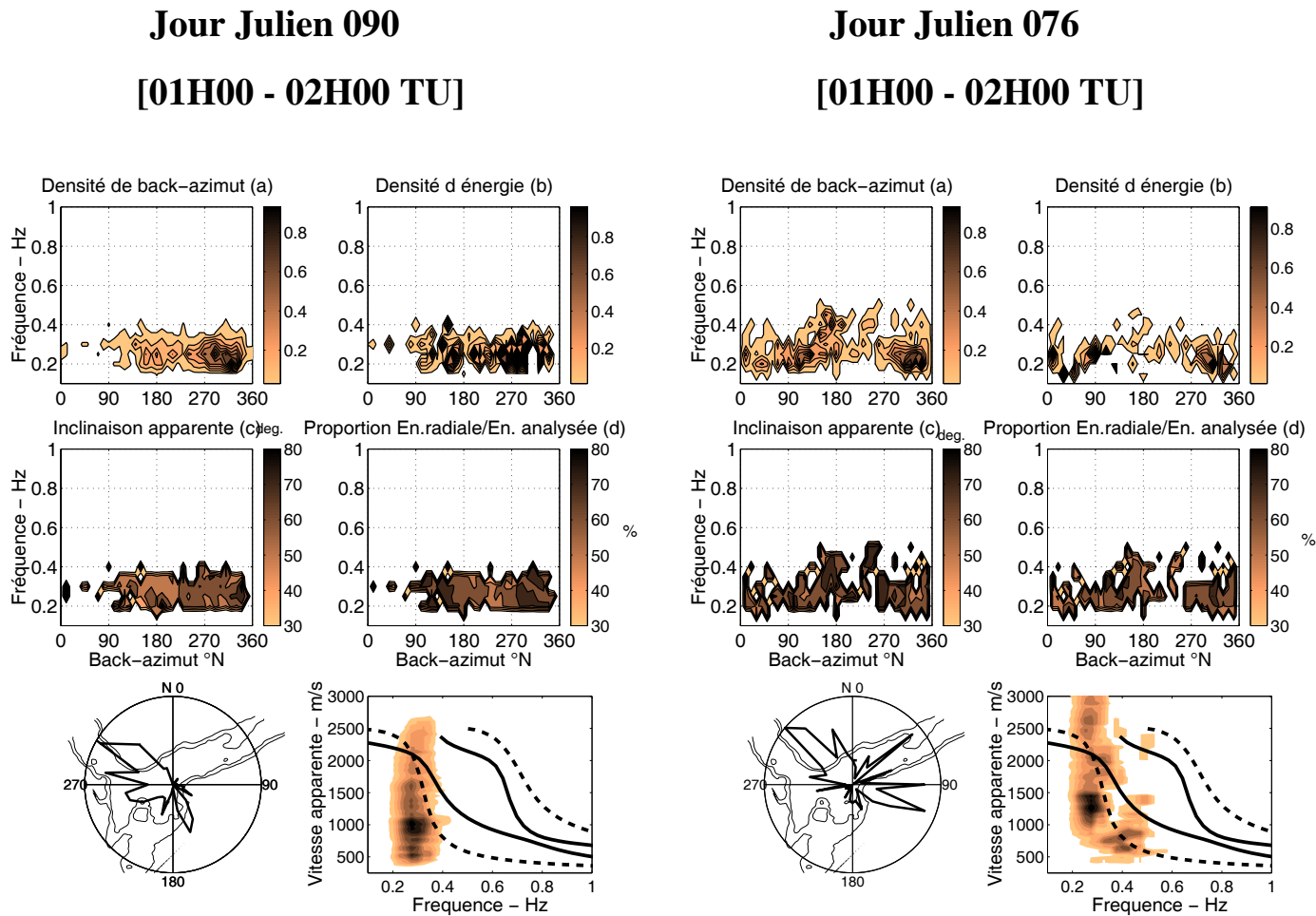


FIG. 5.19 – Même légende que pour la Figure 5.18 pour les jours juliens 090 et 076 (01H00-02H00 TU).

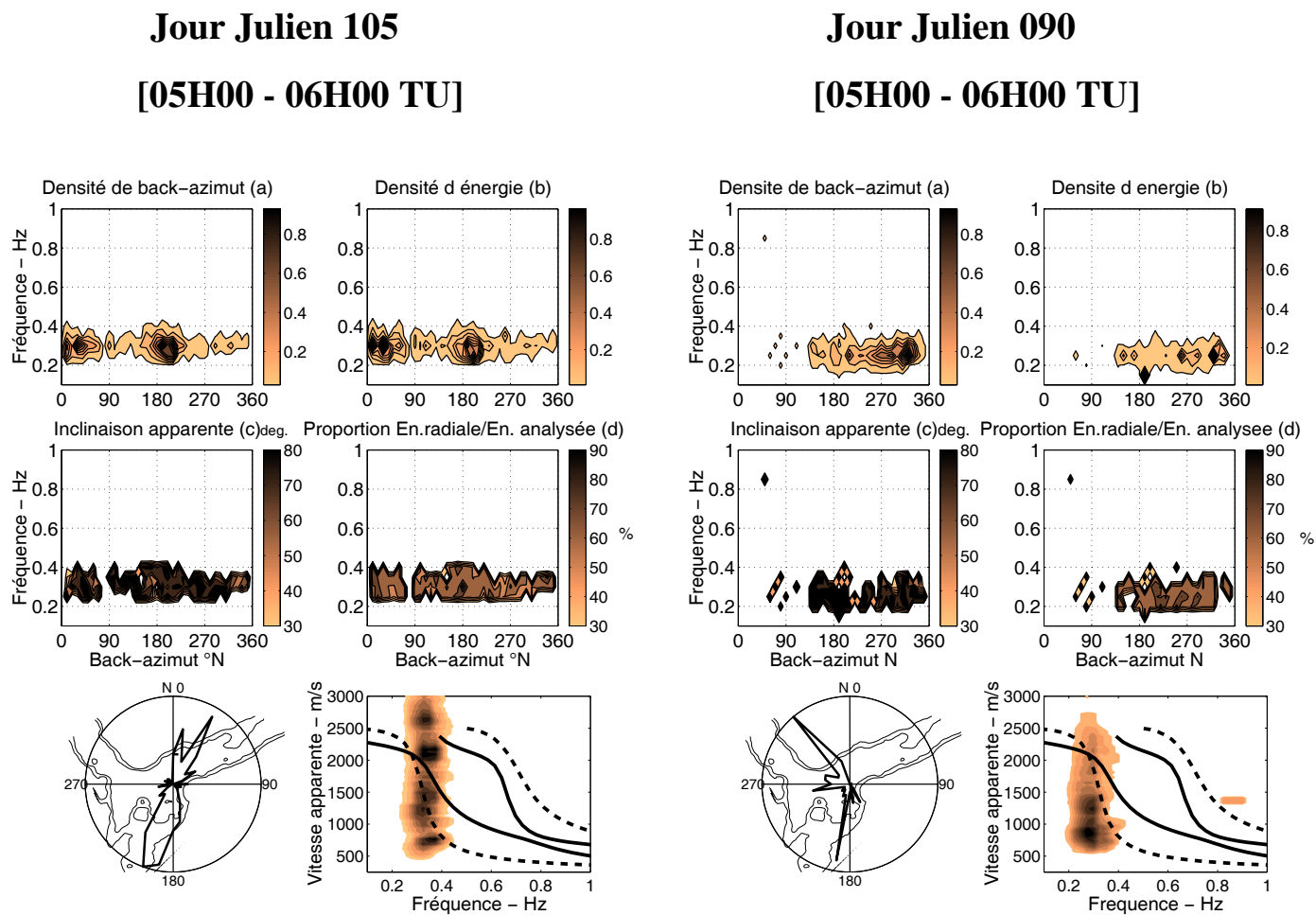


FIG. 5.20 – Même légende que pour la Figure 5.18 pour les jours juliens 105 et 090 (05H00-06H00 TU).

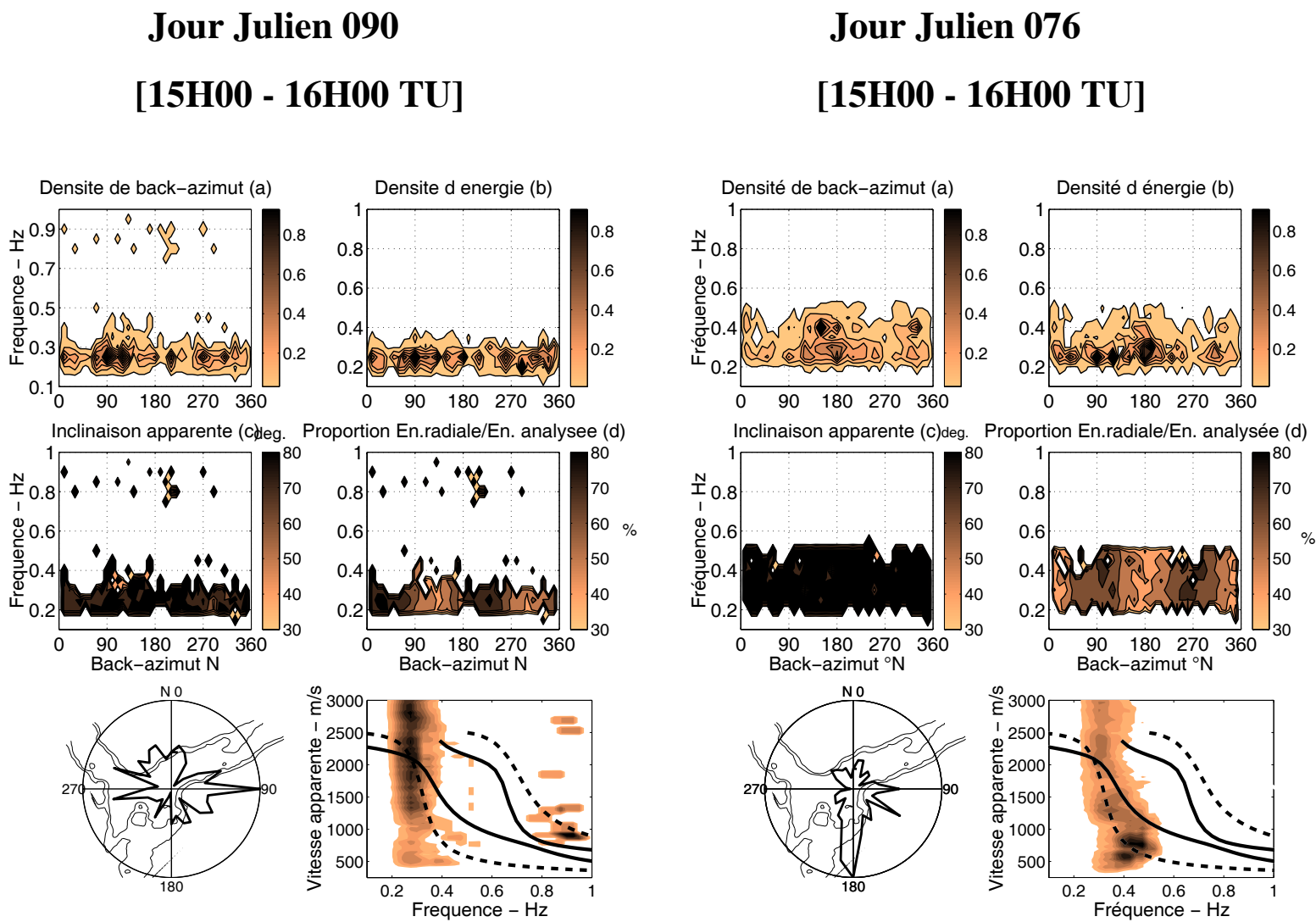


FIG. 5.21 – Même légende que pour la Figure 5.18 pour les jours juliens 090 et 076 (15H00-16H00 TU)

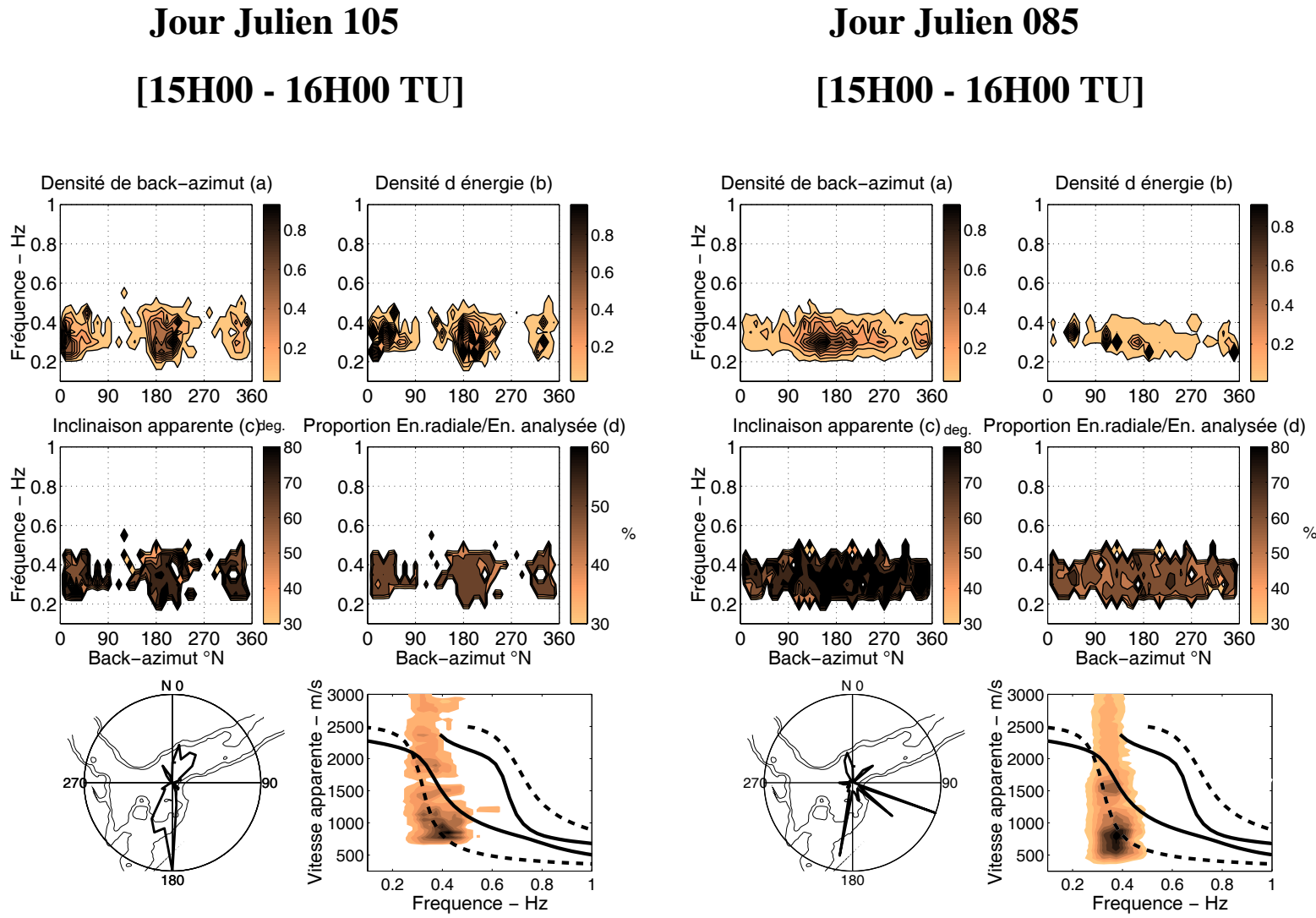


FIG. 5.22 – Même légende que pour la Figure 5.18 pour les jours juliens 105 et 085 (15H00-16H00 TU).

causée par une activité humaine accrue le jour. L'interrogation sous-jacente tient à savoir si le bord sud/sud-est du bassin n'apparaîtrait pas comme un diffracteur potentiel d'ondes à partir du moment où une sollicitation humaine ou naturelle (perturbations océaniques) excite la structure du bassin.

L'étude d'une perturbation océanique centrée sur l'europe du Nord permettrait de donner un premier élément de réponse. D'après les bulletins météo, le seul jour où il est fait explicitement mention d'une perturbation venant du nord est le jour 037 pour lequel nous ne disposons pas de suffisamment de données. Le second élément de réponse viendrait d'une étude heure par heure de l'ensemble de la journée et pour les jours secs et pour les jours mouillés afin de suivre l'évolution des diffracteurs au cours du temps. Cette analyse nécessiterait cependant un engagement humain et matériel important<sup>5</sup>. Le dernier élément d'information peut venir de l'analyse des télé-séismes et séismes régionaux à basse fréquence précédemment réalisée (chapitre 3). L'analyse à basse fréquence de ces types événements a en effet souligné le bord sud-est comme un diffracteur majeur. Cependant, manquant d'arguments, nous ne pouvons raisonnablement conclure sur l'origine et la signification des diffracteurs identifiés ici. Nous soulignerons la similarité entre l'origine spatiale des ondes diffractées des séismes et l'origine spatiale des trains d'ondes du bruit de fond.

## Nature des ondes

En ce qui concerne la nature des ondes, les inclinaisons apparentes des directions des maximums de polarisation sont généralement supérieures à 70 degrés, les vitesses apparentes tendent à croître vers les basses fréquences (bien que la gamme de fréquences analysée ici soit restreinte autour de 0.3 Hz). Par ailleurs les valeurs de vitesse apparente ont des valeurs proches des valeurs données par les courbes de dispersion théorique des ondes de Rayleigh et de Love. Ces deux observations semblent suggérer que les ondes identifiées ici sont essentiellement composées d'ondes de surface. Notons tout de même que la correspondance entre courbes de dispersion et distribution des vitesses apparentes pour les jours 090 et 105 (05H00 TU), du matin n'est pas *a priori* des plus évidentes.

### 5.3.2.3 Composition du bruit de fond

#### Proportion d'énergie analysée

Afin de connaître la proportion d'énergie analysée comparée à l'énergie totale contenue dans les signaux, nous avons comparé l'énergie analysée cumulée en temps à l'énergie totale du signal cumulée en temps (Figure 5.23). Nous invitons le lecteur à se référer au chapitre 3 pour le détail

---

<sup>5</sup>Le temps de calcul moyen pour une analyse de réseau sur 2000 fenêtres est typiquement de 12h00 par composante (1h00 de pré-traitement + 3h00 de calcul de la cohérence moyenne + 8h00 d'analyse MUSIC en utilisant un calculateur parallèle et deux processeurs)

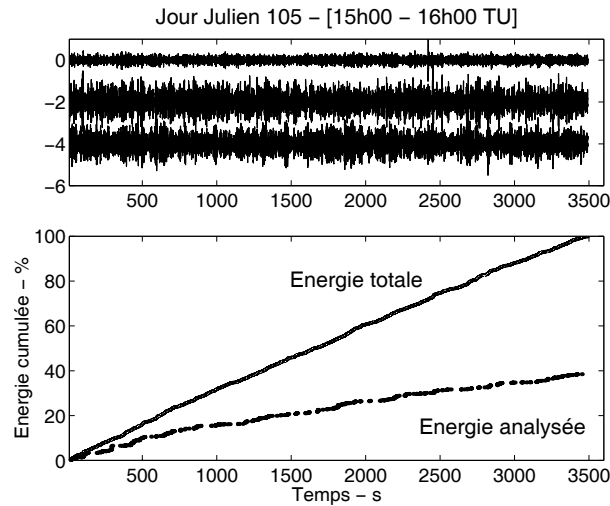


FIG. 5.23 – Exemple de signaux de bruit de fond (filtrés entre 0.2 et 1 Hz) et des énergies cumulées en temps du bruit enregistré et du bruit analysé.

du calcul de l'énergie totale du signal. Les proportions  $Ea/Et$  d'énergie analysée  $Ea$  comparée à l'énergie totale  $Et$  ont été calculées pour les gammes de fréquences allant de 0.2 à 1 Hz et de 0.2 à 0.4 Hz et sont reportées dans le tableau 5.3. Entre 0.2 et 0.4 Hz, de 12 à 75 % de l'énergie totale des enregistrements a été investigué, les valeurs les plus faibles concernant surtout les jours secs 076 et 090 de nuit, traduisant comme nous l'avons précédemment noté le fort taux d'échec de l'analyse de réseau pour ces journées là.

### Proportion Rayleigh/Love

En supposant que les ondes analysées sont principalement composées d'ondes de surface, le rapport entre l'énergie véhiculée par les composantes radiales et verticales et l'énergie totale permet, au premier ordre, d'avoir une estimation de la proportion  $R_1$  d'ondes de Rayleigh contenue dans le bruit de fond. Nous avons calculé cette proportion pour tous les azimuts identifiés<sup>6</sup>. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 5.3. On constate que, quels que soit l'azimut ou la tranche horaire, cette proportion vaut en moyenne 63 % +/- 10 ce qui signifierait que les trains d'ondes composant le bruit de fond sont composés de 63% d'ondes de Rayleigh et de 37% d'ondes de Love. Si l'on considère à présent uniquement l'énergie véhiculée par les composantes radiales et transversales, cette proportion ( $R_2$ ) est réduite à 50% en moyenne.

Par ailleurs, nous avons regardé la variabilité de la proportion  $R_1$  en fonction du temps et en fonction du back-azimut. La Figure 5.24 représente ainsi, et ce pour les jours 090 et 105, d'une part les back-azimuts et les proportions  $R_1$  observés et d'autre part, la distribution de  $R_1$

<sup>6</sup>Nous avons également calculé cette proportion pour les gammes d'azimut les plus énergétiques. Les résultats obtenus sont similaires à ceux obtenus en considérant tous les azimuts.



Jour	Heure	Nb d'ondes	R1	R2	Ea/Et (%)	Ea/Et (%)
Julien	TU	analysées	%	%	0.1 - 1 Hz	0.2 - 0.4 Hz
<b>076</b>	01-02	785	63 +/- 7	55 +/- 6	13	13
	15-16	2124	59 +/- 10	50 +/- 6	18	22
<b>085</b>	01-02	1646	61 +/- 12	52 +/- 12	38	47
	15-16	2253	63 +/- 9	50 +/- 8	38	58
<b>090</b>	01-02	734	65 +/- 12	52 +/- 7	10	12
	05-06	1154	63 +/- 15	50 +/- 8	31	48
	15-16	1728	65 +/- 10	57 +/- 10	70	75
<b>105</b>	01-02	1624	63 +/- 8	51 +/- 9	19	25
	05-06	3188	65 +/- 7	50 +/- 7	39	44
	15-16	1624	65 +/- 7	49 +/- 6	14	32

TAB. 5.3 – Résultats de l'analyse MUSIC.  $R_1$  est la proportion d'énergie véhiculée par les composantes verticales et radiales comparée à l'énergie totale analysée,  $R_2$  est la proportion d'énergie véhiculée par la composante radiale comparée à l'énergie des composantes radiale et transversale et Ea/Et est la proportion d'énergie analysée comparée à l'énergie totale du bruit.

en fonction de l'azimut. La proportion  $R_1$  est très stable au cours du temps. Par ailleurs, on remarque que cette proportion tend légèrement à augmenter vers une valeur moyenne de 70% selon l'azimut N300 qui pointe vers la Chartreuse, et ce indépendamment, de l'azimut d'où vient le maximum d'énergie (pour le jour 105, le maximum d'énergie vient du sud/sud-est).

#### 5.3.2.4 Rapport H/V et conditions météorologiques

Nous avons mentionné en introduction que la méthode du rapport H/V sur bruit de fond faisait partie des méthodes les plus utilisées à l'heure actuelle dans l'évaluation de l'aléa sismique. Aussi, afin de voir la sensibilité de ce rapport aux conditions météorologiques et à l'alternance nuit/jour, nous avons calculé le rapport H/V pour toutes les tranches horaires des jours secs et humides précédemment définis. Le rapport H/V a été calculé<sup>7</sup> pour les configurations suivantes :

- sur le signal entier ;
- sur les parties de signal les plus stationnaires<sup>8</sup> ;
- sur le signal de jour et de nuit ;
- sur le signal en jour sec et en jour mouillé.

A basse fréquence, aucune variation significative de ce rapport au-delà de l'écart-type n'a pu être observée quel que soit le cas de figure. Comme les rapports sont les mêmes, nous ne présentons à titre d'exemple sur la Figure 5.25 que le rapport calculé durant la tranche horaire [15H00-16H00 TU] pour les jours 105 et 090. La stabilité du rapport H/V à basse fréquence n'est pas surprenante dans la mesure où, lors de notre première approche de l'amplification du

<sup>7</sup>Le rapport a été calculé sur des fenêtres glissantes de 25 s et les spectres ont été lissés selon le lissage suggéré par Konno et Ohmachi (1997) en prenant  $b=40$ .

<sup>8</sup>la stationnarité est entendue au sens STA/LTA avec un STA évalué 1 s et un LTA sur 30 s

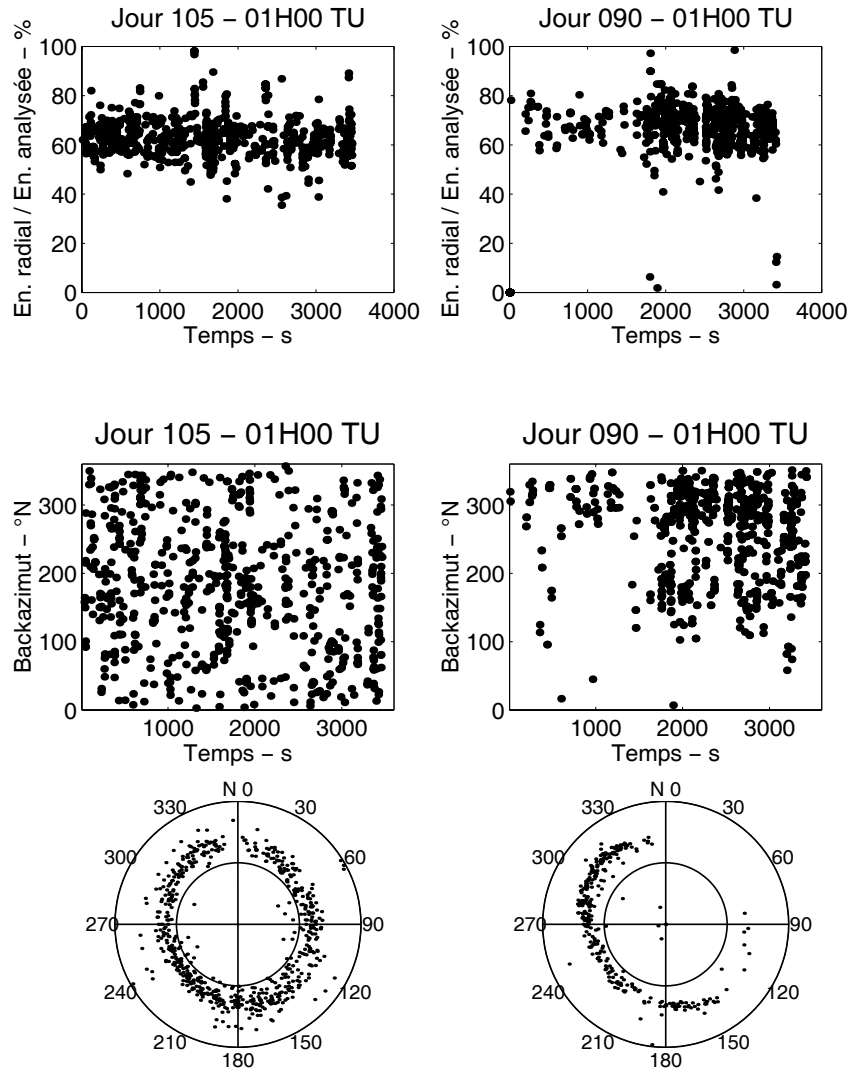


FIG. 5.24 – Analyse de réseau pour les jours 105 et 090. Evolution du back-azimut en fonction du temps et de la proportion d'énergie  $R_1$  en fonction du temps et du back-azimut.

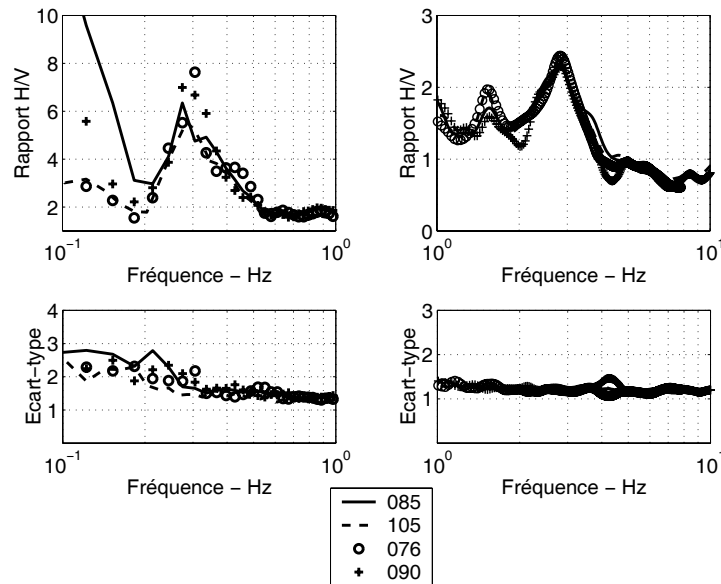


FIG. 5.25 – Rapports H/V et écart-types obtenus sur le bruit de fond des jours 076, 085, 090 et 105 et pour la tranche horaire [15H00 - 16H00 TU] dans les gammes de fréquences [0.1 - 1 Hz] (figure de gauche) et [1 - 10 Hz] (figure de droite).

bassin lors de perturbations atmosphériques, nous avons remarqué que la composante verticale subissait elle aussi une amplification différentielle. Nous avons suggéré que les ondes relatives à cette amplification différentielle pourraient être des ondes de surface composées d'environ 65% d'ondes de Rayleigh (voir paragraphe précédent). Ainsi, l'amplification différentielle observée sur la composante verticale du bruit serait bien due à des ondes de Rayleigh générées localement dans le bassin suite à la sollicitation sismique de type océanique.

## 5.4 Synthèse et conclusion

Les bouffées d'énergies qui se propagent dans le bassin grenoblois à des fréquences comprises entre 2 et 4 Hz auraient pour origine l'activité humaine (vibrations de structures, bruit industriel, infrastructures autoroutières, ...) et pour vecteur de propagation une couche de subsurface caractérisée par une faible épaisseur (de 15 à 30 m) et un contraste de vitesse en ondes S avec les couches sous-jacentes. Il suffirait ainsi que les sources émettent un spectre en fréquences suffisamment large pour que les ondes aux fréquences coïncidant avec la fréquence propre de cette couche de subsurface se trouvent piégées dans cette couche et se propagent sous forme d'ondes de surface. Des mesures plus précises des fréquences émises par les structures évoquées comme structure source d'énergie et des modélisations seraient cependant nécessaires pour valider cette interprétation. Néanmoins, si l'effet de cette couche de subsurface est révélée, elle pourrait contribuer à modifier significativement le mouvement du sol dans une gamme de fréquences de 2 à 4

Hz pour un séisme de magnitude modéré proche de Grenoble.

L'étude comparative du bruit de fond enregistré lors de conditions anticycloniques sur les Alpes et la France et lors de fortes perturbations océaniques a montré que :

- A toute sollicitation naturelle ou humaine la réponse apparente du bassin se trouve modifiée ;
- La variabilité spatiale du bruit de fond à basse fréquence s'accroît avec la sollicitation sismique naturelle et dans une moindre mesure avec le taux d'activité humaine ;
- Le bruit de fond à plus haute fréquence ne semble pas dépendre des conditions météorologiques de grande échelle ;
- Le bruit de fond serait composé d'environ 2/3 d'ondes de Rayleigh et de 1/3 d'ondes de Love et ce quelles que soient les conditions météorologiques et la période d'observation (jour/nuit ; perturbations océaniques ou non). Ces proportions sont très proches de celles observées pour les champs d'ondes diffractés des séismes modérés (60 %). Par ailleurs, les trains d'ondes du bruit proviennent des mêmes azimuts que les trains d'ondes diffractés. Ceci argumente une des conclusions de notre chapitre 3 sur l'importance de la géométrie 3D du bassin à contraindre la réponse du bassin ;
- L'amplitude du rapport H/V à basse fréquence ne reflète pas l'amplification du mouvement du sol liée uniquement à la présence du bassin et ce, comme nous l'avons vu pour les perturbations océaniques, parce que la composante verticale est autant amplifiée par le bassin que les composantes horizontales. Ce constat associé au fait que le bruit comporte essentiellement des ondes de surface argumente en faveur d'un rapport H/V ayant pour origine la polarisation des ondes de Rayleigh.

Nous tenons à remercier Bruno Bettig, Frank Scherbaum et Judith Riepl de nous avoir permis l'accès aux données enregistrées par Scherbaum *et al.* (1999).

# Chapitre 6

## Conclusion générale

---

### Qu'avons nous appris sur les effets de site à Grenoble ?

Fin 1997, nous savions que les effets de site observés dans le bassin grenoblois étaient énormes et caractérisés, pour des séismes modérés, par une amplification du mouvement du sol de l'ordre de 10 sur une gamme de fréquences variant de 0.2 à 5 Hz (Lebrun, 1997).

### Sur les effets de site multidimensionnels

Aujourd'hui et en l'état des résultats des différentes études d'effets de site menées sur le bassin [effets site-ville (Guéguen, 1999) ; effets non-linéaires (Lussou, 2001) ; cette thèse], nous sommes en mesure de dire que, pour des séismes modérés, les effets de piégeage des ondes entre les bords du bassin sont les effets dominants. Ces réverbérations locales ont pu être identifiées et caractérisées grâce à un traitement d'antenne de type MUSIC opéré sur des séismes (locaux, régionaux et téléseismes) enregistrés par un réseau dense de capteurs sismologiques placé au sein de l'agglomération grenobloise. Elles prennent la forme d'ondes de surface générées localement sur les bords de bassin et ayant les caractéristiques suivantes :

- elles sont excitées pour des fréquences supérieures à la fréquence fondamentale du bassin (0.25 Hz) ;
- elles sont composées en moyenne de 60% d'ondes de Rayleigh et de 40% d'ondes de Love ;
- elles véhiculent quatre fois plus d'énergie que les ondes directes du séisme quel que soit le séisme considéré ;

Par ailleurs, la structure 3D du bassin semble complètement conditionner les phénomènes de diffraction indépendamment de la distance et de l'azimut de l'épicentre.

### **Sur l'importance de la structure 3D du bassin**

Un traitement d'antenne sur le bruit de fond sismique à basse fréquence a permis d'observer que 1) les trains d'ondes du bruit proviennent des mêmes azimuts que les trains d'ondes diffractés des séismes, 2) le bruit est principalement composé d'ondes de surface comportant en moyenne 2/3 d'ondes de Rayleigh et 1/3 d'ondes de Love et 3) qu'à toute sollicitation naturelle (perturbations océaniques) ou humaine la réponse apparente (en terme d'énergie associée à un diffracteur du bassin) s'en trouvait modifiée.

A basse fréquence, la similarité entre les champs d'ondes du bruit de fond ambiant et ceux d'événements sismiques souligne encore une fois l'importance de la structure 3D du bassin sur la propagation des ondes.

### **Sur la pertinence des techniques classiques d'évaluation des effets de site**

Lors de notre investigation sur séismes, une étude des contributions relatives des effets 1D et 2D/3D à basse fréquence suggère que seuls les rapports spectraux classiques incorporent les effets d'ondes se propageant latéralement (effet 2D/3D) a contrario des rapports H/V (Fonctions Récepteurs et Nakamura). La différence entre les amplifications observées et celles estimées à l'aide de modèles 1D pourrait donner une estimation de l'importance des phénomènes de diffraction. Ces observations sont bien sûr à conforter d'une part numériquement et expérimentalement, et d'autre part à plus haute fréquence.

### **Qu'avons nous appris sur le sous-sol grenoblois et sa traduction en terme d'aléa sismique ?**

En 1997, nous savions que l'épaisseur sédimentaire était très importante (jusqu'à 800 m) avec une géométrie de l'interface présentant des variations latérales très importantes (Dietrich et Ménard, 1995 ; Lebrun, 1997 ; Vallon, 1999).

L'étude des levés sismiques dans la vallée du Grésivaudan et à proximité du site du forage de Montbonnot a permis de préciser que le substratum avait une profondeur importante mais surtout que sa topographie subissait des variations latérales conséquentes et ce, de l'échelle de la centaine de mètres à l'échelle de quelques dizaines de mètres (site du forage). La traduction en terme d'effets de site des variations latérales de petite échelle n'est pas prépondérante. Par contre, les variations de plus grande échelle peuvent contribuer à des effets de site locaux importants, via notamment des phénomènes de focalisation d'énergie à certains endroits en surface (Gao et al., 1996).

Nous avons pu proposer un profil de vitesse en ondes P et S ainsi que leur atténuation res-

pective. Malgré des vitesses assez élevées dans les sédiments (gradient  $V_S$  de 230 m/s en surface à environ 800 m/s à 530 m de profondeur ; gradient  $V_P$  de 1500 m/s en surface à environ 2300 m/s à 530 m de profondeur), le piégeage des ondes est très efficace d'une part à cause d'un fort contraste de vitesse avec le rocher sous-jacent ( $V_S \approx 3000$  m/s,  $V_P = 5600$  m/s) et d'autre part de très fortes variations latérales de la topographie du substratum rocheux. Proche de la surface, nous suggérons l'existence d'une couche à moindre vitesse en ondes S d'épaisseur comprise entre 40 et 100 m et caractérisée par un contraste de vitesses d'au minimum 2 avec les formations sous-jacentes. L'hypothèse d'une couche de subsurface au sein de l'agglomération grenobloise a également été évoquée lors de notre étude sur les bouffées d'énergie observées dans le bruit de fond ambiant. La gamme de fréquences propres relative à cette couche ci, si elle existe, serait comprise entre 2 et 4 Hz et engloberait les fréquences propres de la plupart des bâtiments de Grenoble. Ainsi, en cas de séisme conséquent à proximité de Grenoble, il est probable que non seulement un phénomène de piégeage des ondes dans cette couche conduise à des amplifications anormales en surface mais aussi qu'un phénomène d'interaction site-ville à ces fréquences puisse contribuer à son tour à l'amplification du mouvement du sol. De façon plus bénéfique, un effet non-linéaire relatif à cette couche serait aussi à considérer.

Quant à l'atténuation des ondes, nous observons un facteur de qualité pour les ondes P d'environ 35 (pour une gamme de fréquences de 20 à 60 Hz) et d'environ 25 pour les ondes S (pour une gamme de fréquences de 15 à 25 Hz). Ces atténuations sont importantes et seront donc à prendre en compte dans les modélisations futures du mouvement du sol.

## Quelles perspectives ?

### Sur le traitement d'antenne

Les études sur signaux synthétiques et tremblements de glace ont montré le potentiel de MUSIC et tout particulièrement sa capacité à identifier des ondes de contenu fréquentiel et/ou spatial proche voire identique. Ces études ont également permis de souligner certains biais de la méthode que l'on peut facilement repérer si l'on s'en tient à des tests sur synthétiques. Par contre, dès que l'on fait un pas dans le domaine des données réelles et pour des signaux complexes (coda des sismogrammes), aucun critère, à part celui de la cohérence de l'interprétation finale, ne permet de mesurer la qualité du traitement (ce constat est aussi valable pour tout traitement d'antennes de type  $f - k$ ). La définition d'un critère de qualité nous semble important.

Dans notre étude des séismes et du bruit de fond, nous avons été mené à décrire de façon statistique les caractéristiques des trains d'ondes identifiés par MUSIC afin d'être en mesure de décrire les tendances générales des phénomènes de diffraction. Entre les signaux enregistrés et

l'interprétation, nous avons ainsi appliqué une série d'approximations sur les paramètres estimés et de fait dégradé (?) les performances initiales de MUSIC. La question se pose alors de savoir si une analyse  $f - k$ , plus facile à mettre en oeuvre, ne nous aurait pas mené aux mêmes observations générales et conclusions. Une comparaison entre traitements de type MUSIC et  $f - k$  pour un même jeu de données et pour une investigation de la totalité du sismogramme devrait permettre de lever cette incertitude.

Par ailleurs, et comme nous l'avons discuté au chapitre 3, la compréhension et la caractérisation des champs d'ondes sismiques gagnerait d'un traitement d'antenne intégrant les interactions mutuelles existant naturellement entre les composantes des capteurs (traitement sur les 3 composantes simultanément). La caractérisation des ondes en serait plus fine et la connaissance directe de la polarisation des ondes permettrait de mieux préciser la nature des ondes et leur proportion respective (volume/surface ; Rayleigh/Love).

### Sur les études d'effets de site à Grenoble et ailleurs

Les propriétés géophysiques du milieu sont maintenant suffisamment précises (bien que des investigations supplémentaires soient nécessaires notamment pour préciser l'existence ou non d'une couche de subsurface à moindre vitesses en ondes S) pour envisager avec plus de sérénité une modélisation 3D de la réponse du bassin. Ces modélisations devraient permettre de montrer ou non la pertinence d'une analyse de réseau pour l'étude des effets multidimensionnels. Par ailleurs ils permettraient de préciser le mouvement du sol dans le cas de séismes à proximité même de l'agglomération grenobloise.

Même si nous suggérons que les rapports spectraux classiques sont seuls aptes à rendre compte des effets de site multidimensionnels, un pas reste à franchir entre leur observation et leur traduction en terme de normes parasismiques. Du côté académique, il serait nécessaire de réitérer ce type d'analyse dans d'autres vallées sédimentaires avec toujours le souci d'essayer de quantifier la part d'énergie associée aux champs d'ondes diffractés et, si possible, de tenter de rendre ces effets intelligibles aux parasismiciens.

L'emploi d'une source vibrosismique a de nombreux avantages en terme de mise en oeuvre (pas de forage nécessaire, utilisation en milieu urbain, répétabilité, rapidité), de coût et de sécurité. L'utilisation de cette source est donc tout à fait appropriée aux études en milieu urbain. Cependant, les prospections géophysiques réalisés sur le site grenoblois ont eu tout de même un coût financier et humain non négligeable pour au final n'obtenir des paramètres qu'en des endroits ponctuels de l'agglomération. Il n'est pas certain que nombre de pays sujet à fort risque sismique ait les mêmes moyens financiers que ceux qui ont été mis en oeuvre ici. Une des alternatives (ou



un complément) à l'exploration géophysique est l'utilisation du bruit de fond, et notamment des ondes de surface le composant. Par inversion des courbes de dispersion des ondes de surface, il est en effet possible de remonter à la structure en vitesse des ondes P et surtout S. L'utilisation du bruit de fond pourrait ainsi permettre en peu de temps et peu d'argent de fournir la structure en vitesse du milieu, paramètre essentiel à toute étude d'effets de site.

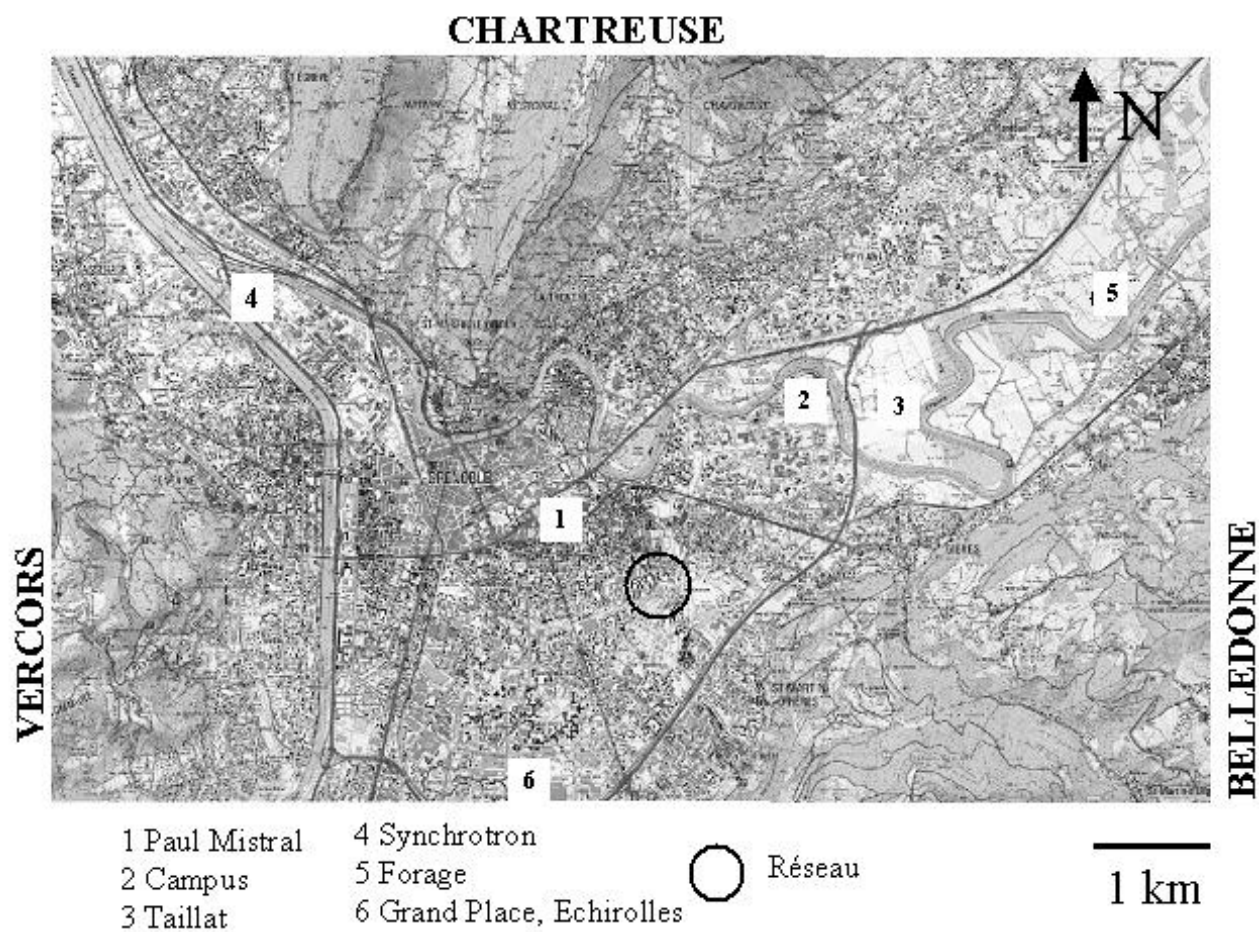


## Chapitre 7

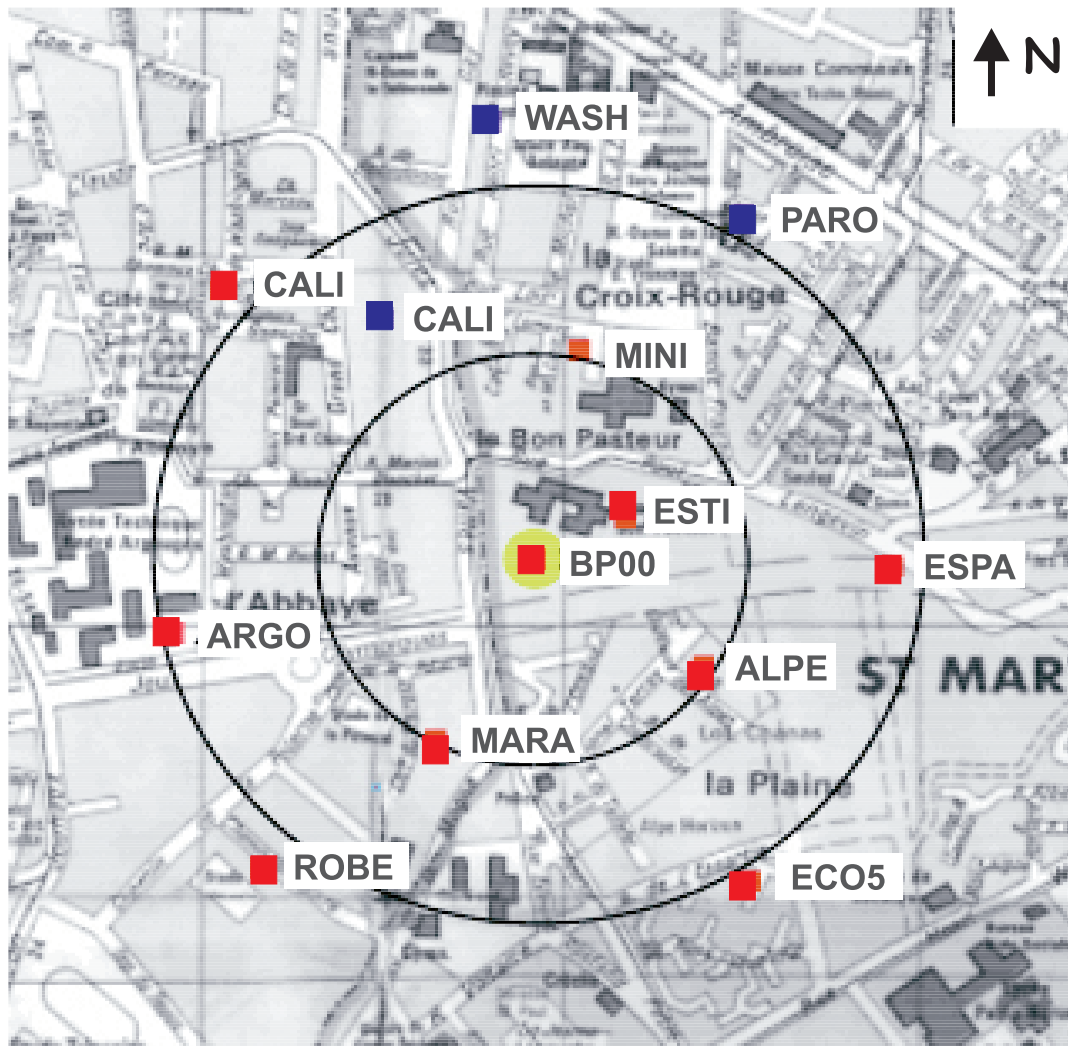
## Annexes

---

## 7.1 Carte de l'agglomération grenobloise



## 7.2 Localisation des stations du “grand” réseau



■ CMG40 (0.05Hz)

■ Le3D (0.2Hz)

■ L22 (2Hz)

500 m



## Chapitre 8

# Bibliographie

---

- Aikike H., 1973. Maximum likelihood identification of gaussian autoregressive moving average models, *Biometrika*, **60**, 255-265.
- Aki K., 1957. Space and time spectra of stationnary stochastic waves with special reference to microtremors, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **35**, 415-456.
- Aki K. et P. G. Richards, 1980. Quantitative seismology : theory and methods (Volume 1). Ed. Freeman.
- Auger F. et P. Flandrin, 1995 : "Improving the Readability of Time-Frequency and Time-Scale Representations by Reassignment Methods", *IEEE Trans. on Signal Proc.*, SP-**43**, 5, pp. 1068-1089.
- Banerji S. K., 1925a. Microseisms associated with the incidence of the south-west monsoon. *Nature*, **114**, 2868, 576.
- Banerji S. K., 1925b. Microseisms and the Indian monsoon. *Nature*, **116**, 2928, 866.
- Bard P.-Y. et M. Bouchon, 1985. The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 519-541.
- Bard P.-Y., 1997. Local effects on strong ground motion : basic physical phenomena and estimation methods for microzoning studies, Proceedings of the Advanced Study Course on Seismic Risk "SERINA - Seismic Risk : an integrated seismological, geotechnical and structural approach, Thessaloniki, Greece, 21-27 September 1997, ITSAK Editor, 229-299.
- Bard P.-Y., P. Moczo et J. Kristek, 1999. Finite-difference modelling of site effects in the Grenoble basin. XXII General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG99), Birmingham, Session on Strong ground motion : earthquake hazard and risk, 28 July 1999, Abstract ST3/W/20-B3.

- Barfety J.-C. et M. Gidon, 1996. La structure des Collines bordières du Grésivaudan et des secteurs adjacents, à l'est de Grenoble (Isère, France). *Géologie Alpine*, **72**, 5-22.
- Bettig B., P.-Y. Bard, F. Scherbaum, J. Riepl, F. Cotton, C. Cornou et D. Hatzfeld (2001). Analysis of dense array measurements using the modified spatial auto-correlation method (SPAC). Application to Grenoble area. *BGTA*, *in press*.
- Bienvenu G. et L. Kopp, 1983. Optimality of high resolution array processing using the eigensystem approach. *IEEE Trans. on Acoustics, Speech and signal processing*, **31**, 1235-1248.
- Blakeslee S. et P. Malin, 1991. High-frequency site effects at two Parkfield downhole and surface stations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 332-345. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1861-1868.
- Blackman R. B. et J. W. Tukey, 1959. The measurement of power spectra from the point of view of communications engineering, Dover, New York.
- Borcherdt R. D., 1970. Effects of local geology on ground motion near San Francisco Bay, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 29-61..
- Bokelmann G.H.R. et S. Baisch, 1999. Nature of narrow-band signals at 2.083 Hz. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 1, 156-164.
- Bouchon M., 1981. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 4, 959-971.
- Burg J.P., 1967. Maximum entropy spectral analysis, paper presented at 37th Annual International SEG Meeting, Soc. Explor. Geophys., Oklahoma City, Oklahoma, Oct. 31.
- Capon J., 1969. "High-Resolution Frequency-Wavenumber Spectrum Analysis", *Proc. IEEE*, **57**, 1408-1418.
- Caserta A., A. Rovelli, F. Marra et F. Bellucci, 1998. Strong diffraction effects at the edge of the Colfiorito, central Italy, basin. *Second International Symposium on the Effects on Surface Geology on Seismic Motion*, **2**, Balkema, Yokohama, 435-440.
- Chassande-Mottin E., 1998. Méthodes de réallocation dans le plan temps-fréquence pour l'analyse et le traitement de signaux non-stationnaires, Thèse de Doctorat, Université de Cergy-Pontoise.
- Chavez-Garcia F.J., 1991. Diffraction et amplification des ondes sismiques dans la bassin de Mexico. *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier*, France, 331 pages.
- Chavez-Garcia F.J., W.R. Stephenson et M. Rodriguez, 1999. Lateral propagation effects observed at Parkway, New Zealand. A case history to compare 1D vs 2D site effects, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 1, 718-732.



- Chavez-Garcia F.J. et E. Faccioli, 2000. Complex site effects and building codes : Making the lap. *J. of. Seim.*, **4**, 23-40.
- Chouet B., G. De Luca, G. Milana, P. Dawson, M. Martini et R. Scarpa, 1998. Shallow velocity structure of Stromboli Volcano, Italy, derived from small-aperture array measurements of ambient noise. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 3, 653-666.
- Clouser R. H. et C. A. Langston. Qp-Qs relations in a sedimentary basin using converted phases. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 733-750.
- Cornou C., 1998. Etudes théoriques et numériques sur la méthode de Nakamura-Nogoshi. Mémoire de Diplôme d'Ingénieur, EOST Strasbourg, LGIT Grenoble, 132 pages (in french).
- Cotte N., H. A. Pedersen, M. Campillo, V. Farra et Y. Cansi, 2000. Off-great-circle propagation of intermediate-period surface waves observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.*, **142**, 3, 825-840.
- Cotton F., C. Berge, F. Lemeille, A. Pitarka, B. Lebrun et M. Vallon, 1998. Three-dimensional simulation of earthquakes in the Grenoble's basin. *Second International Symposium on the Effects on Surface Geology on Seismic Motion*, 2, Balkema, Yokohama, 873-878.
- Coutant O., 1989. Programme de simulation numérique Axitra (version 1 et 2). L.G.I.T., Grenoble.
- Dietrich M. et G. Ménard, 1995. Seismic imaging of the alluvial infilling of an alpine valley. EGS 20th General Assembly, Hamburg, 3-7 april 1995, Annales Geophysicae, Supplement I to Volume 13, C98.
- Dietrich M., R. Guiguet et V. Chaffard, 1998. Imagerie sismique des remplissages alluviaux dans la région de Grenoble, Rapport Interne LGIT, Grenoble, France.
- Dietrich M., C. Cornou, C. Bordes, P.-Y. Bard et F. Lemeille (2001). Geophysical exploration for site-effects assesment : borehole measurements and Vibroseis profiling in the Isère vally near Grenoble, France, EGS, SE12.04.
- Farsi M., 1996. Identification des structures de génie civil à partir de leurs réponses vibratoires. Vulnérabilité du bâti existant. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 194 pp.
- Field E.H. et K. Jacob, 1995. A comparison and test of various site response estimation techniques, including three that are non-reference-site dependant, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **85**, 1127-1143.
- Field E. H., 1996. Spectral amplification in a sediment-filled valley exhibiting clear basin-edge-induced waves, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **86**, 991-1005.

- Field E. H., P. A. Johnson, I. A. Beresnev et Y. Zeng, 1997. Non-linear ground motion amplification by sediments during the 1994 Northridge earthquake. *Nature*, **390**, 599-601.
- Flandrin P., 1998. Temps-Fréquence, 2<sup>me</sup> édition, 396 p., Collection traitement du signal, Hermes, Paris.
- Flandrin P., 1999. Time-Frequency/Time-Scale Analysis, 386 p., Academic Press, San Diego
- Fleury G., 2000. Analyse spectrale : approche non paramétrique et paramétrique. Ecole supérieure d'électricité, Supélec, 2000, 192 pages
- Frankel A., S. Hough, P. Friberg et R. Busby, 1991. Observations of Loma Prieta aftersocks from a dense array in Sunnyvale, California, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **81**, 1900-1922.
- Frankel A., 1994. Dense array recordings in the San Fernando Valley of Landers-Big Bear aftershocks : basin surface waves, Moho refelctions, and three-dimensional simulations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 613-624.
- Friedrich A., F. Krüger et K. Klinge, 1998. Ocean generated microseismic noise located with the Gräfenberg array. *J. of Seism.*, **2**, 47-64.
- Fukushima Y., S. Kinoshita et H. Sato, 1992. Measurement of Q for S-wave in mudstone at Chikura, Japan : Comparison of incident and refected phases in borehole seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 148-163.
- Gaffet S., C. Larroque, A. Deschamps et F. Tressols, 1998. A dense array experiment for the observation of waveform perturbations, *Soil Dyn. Earth. Eng.*, **17**, 475-484.
- Gao S., H. Liu, P. M. Davis et L. Knopoff, 1996. Localized amplification of seismic waves and correlation with damage due to the Northridge earthquake : evidence for focusing in Santa Monica. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **86**, 1B, S209-S230.
- Géli L., P.-Y. Bard et B. Jullien, 1988. The effect of topography on earthquake ground motion : a review and new results. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 42-63.
- Goldstein P. et R.J. Archuleta, 1987. Array analysis of seismic signals. *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 13-16.
- Goldstein P. et R.J. Archuleta, 1991. Deterministic frequency-wavenumber methods and direct measurements of rupture propagation during earthquakes using a dense array : theory and methods. *J. Geophys. Res.*, **96**, 6173-6185.
- Goncalves D., 1999. Traitement d'antenne et matrice spectrale large bande. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 149 pages.
- Goupillaud P.L., 1976. Signal design in the "Vibro seis" technique, *Geophysics*, **41**, 1291-1304.
- Graves W.G., 1993. Modeling three-dimensional site response effects in the Marina district basin, San Francisco, California. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 1042-1063.

- Graves R.W., 1998. Three-dimensional computer simulations of realistic earthquake ground motions in regions of deep sedimentary basins. The effects of surface geology on seismic motion, 1, 103-118, Balkema, Yokohama.
- Guéguen, P., J.-L. Chatelain, B. Guillier, H. Yepes et J. Egred, 1998. Site effect and damage distribution in Pujili (Ecuador) after the 28 March 1996 earthquake, *Soil Dyn. Earth. Eng.*, 17, 329-334.
- Guéguen P., P.-Y. Bard et J.-F. Semblat, 1999. Interaction site-ville sous sollicitation sismique. *5ème Colloque National de l'AFPS*, 1, ENS Cachan, 57-64.
- Guéguen P., 2000. Interaction sismique entre le sol et le bâti : de l'Intéraction Sol-Structure à l'Intéraction Site-Ville. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 184 p.
- Guéguen P., J.-L. Chatelain, B. Guillier et H. Yepes, 2000. An indication of the topmost layer response in Quito (Ecuador) using noise H/V spectral ratio. *Soil. Dyn. Earth. Eng.*, 19, 127-133.
- Haghshenas E., 2001. Détection et analyse des “bouffées” d'énergie observés dans le bruit de fond sismique à Grenoble, Mémoire de DEA, Université Joseph Fourier, Grenoble, 46 pages.
- Hatayama K., K. Matsunami, T. Iwata et K. Irikura, 1995. Basin-induced Love waves in the eastern part of the Osaka basin, *J. Phys. Earth.*, 43, 131-155.
- Hauksson E., T. Teng et T.L. Henyey, 1987. Results from a 1500 m deep, three-level downhole seismometer array : site response, low Q value, and  $f_{max}$ . *Bull. Seism. Soc. Am.*, 77, 1883-1904.
- Helmstetter A., J.-R. Grasso, B. Hernandez, M. Bouchon, M. Dietrich et the Girose team, 2001. Mechanics of icequakes (La Girose Glacier, French Alps), abstract XXVI General Assembly European Geophysical Society.
- Hisada Y., K. Aki et T.L. Teng, 1993. 3-D simulations of surface wave propagation in the Kanto sedimentary basin, Japan, part 2 : application of the surface wave BEM. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 83, 1700-1720.
- Horike M., 1985. Inversion of phase velocity of long-period microtremors to the S-wave velocity structure down to the basement in urbanized areas, *J. Phys. Earth.*, 38, 59-96.
- Horike M., H. Uebayashi et T. Takeuchi, 1990. Seismic response in three dimensionnal sedimentary basin due to plane S wave incidence, *J. Phys. Earth.*, 38, 261-284.
- Jongmans D. et M. Campillo, 1993. The response of the Ubaye valley (France) for incident SH and SV waves : comparison between measurements and modelling. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 83, 907-924.

- Jongmans D., K. Pitilakis, D. Demanet, D. Raptakis, J. Riepl, C. Horrent, G. Tsokas, K. Lontzetidis et P.-Y. Bard, 1998. EUROSEISTEST : Determination of the geological structure of the Volvi basin and validation of the basin response, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 473-487.
- Jurkevics A., 1988. Polarization analysis of three-component array data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 5, 1725-1743.
- Kagawa T., S. Sawada et Y. Iwasaki, 1992. On the relationship between azimuth dependency of earthquake ground motion and deep basin structure beneath the Osaka plain. *J. Phys. Earth.*, **40**, 73-83.
- Kanai K. et T. Tanaka, 1954. On microtremors - VIII., *Bull. Earthquake Res. Inst.*, Tokyo University, **30**, 199-209.
- Kanai K., T. Tanaka et S. Yoshizawa, 1965. On microtremors - IX (multiple reflection problem). *Bull. Earthquake Res. Inst.*, Tokyo University, **43**, 577-588.
- Kawase H. et K. Aki, 1989. A study of the response of soft basin for incident S, P, and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico city. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 361-382.
- Kawase H., 1996. The cause of the damage belt in Kobe : "the basin-edge effect", constructive interference of the direct S-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves. *Seism. Res. Lett.*, **67**, 25-34.
- Kinoshita S., H. Fujiwara, T. Mikoshiba et T. Hoshino, 1992. Secondary Love waves observed by a strong motion array in the Tokyo Lowlands, Japan. *J. Phys. Earth.*, **40**, 99-116.
- Kodera K., C. De Villedary et R. Gendrin, 1976 : "A new method for the numerical analysis of nonstationary signals", *Phys. Earth and Plan. Int.*, **12**, 142-150.
- Konno K. et T. Ohmachi, 1998. Ground Motion characteristics Estimated from Spectral Ratio between Horizontal and Vertical Components of microtremor, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 1, 228-241.
- Krim H. et M. Viberg, 1996. Two decades of array signal processing research : the parametric approach, *IEEE Signal Processing Magazine*, 67-94.
- Langston C. A., 1979. Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves, *J. Geophys. Res.*, **84**, B9, 4749-4762.
- Lavergne M., 1986. Méthodes sismiques, Ed. Technip, 207 pages.
- LeBihan N., 2001. Traitement algébrique des signaux vectoriels : application en séparation d'ondes sismiques. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 135 pages.

- Lebrun B., 1997. Les effets de site : étude expérimentale et simulation de trois configurations. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 208 pp.
- Lebrun B., D. Hatzfeld et P.-Y. Bard, 2001. A site effect study in urban area : experimental results in Grenoble (France), *Pageoph.*, 158, 2543-2557.
- LeCadre J.-P., 1989. Parametric methods for spatial signal processing in the presence of unknown noise fields. *IEEE Trans. ASSP*, **37**, 7, 965-983.
- Lemeille F., P.-Y. Bard, F. Cotton et D. Hatzfeld, 2000. "Effet de site sur les ondes sismiques : forage de Montbonnot (Isère) 1. Organisation du projet". Session E4, RST, 17-20 april.
- Levret A., J.-C. Blacke et M. Cushing, 1994. Atlas of macroseismic maps for French earthquakes with their principal characteristics, *Natural Hazards*, **10**, 19-46.
- Li X.-P., W. Sollner et P. Hubral, 1995. Elimination of harmonic distortion in vibroseis data, *Geophysics*, **60**, 503-516.
- Liu H.-P., R. E. Warrick, R. E. Westerlund, E. D. Sembera et L. Weinberger, 1992. Observation of local site effects at a downhole-and-surface station in the Marina district of San Francisco, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 1563-1582..
- Lussou P., 2001. Calcul du mouvement sismique associé à un séisme de référence pour un site donné avec prise en compte de l'effet de site. Méthode empirique linéaire et modélisation de l'effet de site non-linéaire. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 191 pages.
- Malagnini L., P. Tricarico, A. Rovelli, R.B. Hermann, S. Opice, G. Biella et R. de Franco, 1996. Explosion, earthquake, and ambient noise recordings in a Pliocene sediment-filled valley : inferences on seismic response properties by reference- and non-reference-site techniques. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 3, 670-682.
- Marcos S., 1998. Les méthodes à hautes résolutions : traitement d'antenne et analyse spectrale. Collection Traitement du signal, Ed. Hermes, 783 pp.
- Mars J., 1988. Séparation d'ondes. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 199 pages.
- Meunier C., 1997. Variabilité spatiale des mouvements sismiques sur courtes distances. Rapport de stage de DEA, DEA Mécanique des milieux géophysiques et environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Milana G., S. Barba, E. Del Pezzo et E. Zambonelli, 1996. Site response from ambient noise measurements : new perspectives from an array study in Central Italy, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 320-328.

- Mozco P., M. Lucka, J. Kristek et M. Kristekova, 1999. 3D displacement finite differences and a combined memory optimization. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 69-79.
- Nakamura Y., 1996. Real-time information systems for seismic hazards mitigation UrE-DAS, HERAS and PIC. Quaterly Report of RTRI, 37, 3.
- Newman P., 1973. Divergence effects in a layered earth. *Geophysics*, **38**, 481-488.
- Nogoshi M. et T. Iragashi, 1970. On the propagation characteristics of microtremors. *J. Seism. Soc. Japan.*, **23**, 264-280.
- Olsen K.B. et R.J. Archuleta, 1996. Three-dimensionnal simulation of earthquakes on the Los Angeles fault system, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 575-596.
- Patterson W.S.B. et J. C. Savage, 1963. Geometry and movement of the Athabasca glacier, *J. Geophys. Res.*, **68**, 15, 4513-4520.
- Paulraj A. et T. Kailath, 1985. Eigenstructure methods for direction-of-arrival estimation in the presence of unknown noise fields. *IEEE Trans. ASSP*, **33**, 806-811.
- Pedersen H., F. J. Sanchez-Sesma et M. Campillo, 1994. Three-dimensional scattering by two dimensional topographies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1169-1183.
- Phillips W.S., S. Kinoshita et H. Fujiwara, 1993. Basin-induced Love waves observed using the strong-motion array at Fuchu, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 64-84.
- Pitarka A., K. Irikura, T. Iwata et H. Sekiguchi, 1998. Three-dimensional simulation of the near-fault ground motion for the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe), Japan, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 428-440.
- Poupinet G., W.L. Ellsworth et J. Frechet, 1984. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : an application to the Calaveras Fault, California. *J. Geoph. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Riepl J., 1997. Effets de site : Evaluation expérimentale et modélisations multidimensionnelles : Application au site test EURO-SEISTEST (Grèce). PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 227 pp.
- Riepl J., P.-Y. Bard, D. Hatzfeld, C. Papaioannou et S. Nechstein, 1998. Detailed evaluation of site response estimation methods across and along the sedimentary valley of Volvi (EURO-SEISTEST). *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 488-502.
- Rind D. et W. L. Donn, 1979. Microseisms at Palisades. 2. Rayleigh wave and Love wave characteristics and the geologic control of propagation. *J. Geoph. Res.*, **84**, 5632-5642.
- Rissanen J., 1978. Modelling by shortest data description. *IEEE Automatica*, 14, 465-471.
- Rovelli A., L. Scognamiglio, F. Marra, and A. Caserta, 2001. Edge-diffracted 1-sec surface waves observed in a small-size intramountain basin (Colfiorito, Central Italy), *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 1851-1866.

- Seriff A.J. et W.H. Kim, 1970. The effect of harmonic distortion in the use of vibratory surface sources, *XXXX*, **35**, 234-246.
- Shan T.J., M. Wax et T. Kailath, 1985. On spatial smoothing for direction-of-arrival estimation of coherent signals, *IEEE Trans. Acoust. Sp. Sig. Proc.*, **33**, 4, 806-811.
- Scherbaum F., 1996. Of poles and zeros, fundamentals of digital seismology, Kluwer academic publishers.
- Scherbaum F., J. Riepl, B. Bettig, M. Ohrnberger, Fabrice Cotton et P.-Y. Bard, 1999. Dense array measurements of ambient vibrations in the Grenoble basin to study local site effects, AGU, 1999.
- Schmidt R.O., 1981. A signal subspace approach to multiple emitter location and spectral estimation. Ph.D. dissertation, 201 pp., Stanford University, Stanford, California.
- Schmidt R.O., 1986. Multiple emitter location and signal parameter estimation, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **34**, 276-280.
- Sénéchal G., A.-L. Salomé, D. Rousset et J.-R. Grasso, 2001. A glacier study using georadar and seismic methods. Soumis à European Journal of Environmental and Engineering Geophysics.
- Tonn R., 1989. Comparison of seven methods for the computation of  $Q$ . *Phys. Earth. Plan. Sc.*, **55**, 259-268.
- Toksöz M.N., D.H. Johnston et A. Timur, 1978. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks, I, Laboratory measurements, *Geophysics*, **44**, 681-690.
- Tressols F., 1996. Détermination de l'évolution temporelle des vecteurs d'onde pour la détection d'arrivées multiples : l'analyse temps-fréquence-vecteur d'onde. Thèse de doctorat de l'Université Nice Sophia-Antipolis, Nice, France, 166 pages.
- Vallon M., 1999. Estimation de l'épaisseur d'alluvions et sédiments quaternaires dans la région grenobloise par inversion des anomalies gravimétriques. IPSN/CNRS Internal Report, 34 pp. (in french)
- Vidale J. E., 1986. Complex polarization analysis of particle motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1393-1405.
- Wagner S. W., 1996. Resolving diversely polarized, superimposed signals in three-component seismic array data. *Geoph. Res. Lett.*, **23**, 14, 1837-1840.
- Wang Z., R. Street et E. Woolery, 1994.  $Q_s$  estimation for unconsolidated sediments using first-arrival SH critical refractions. *J. Geoph. Res.*, **99**, B7, 13543-13551.
- Wax M. et T. Kailath, 1985. Detection of signals by information theoretic criteria, *IEEE Trans. Acoust. Sp. Sig. Proc.*, **33**, 2, 387-392.

- Wax M., 1992. Detection and localization of multiple sources in noise with unknown covariance. *IEEE Trans ASSP*, **40**, 1, 245-249.
- Wuenscher M.E., R.B. Hermann et Z. Liu, 1991. Attenuation of body waves in the New Madrid seismic zone, *Seism. Res. Lett.*, **62**, 191
- Yamanaka H., M. Takemura, H. Ishada et M. Niwa, 1994. Characteristics of long-period microtremors and their applicability in exploration of deep sedimentary layers, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 6, 1831-1841.
- Yuan Y., B. Yang et S. Huang, 1992. Damage distribution and estimation of ground motion in Shidian (China) basin. *Proc. International Symposium on the Effects on Surface Geology on Seismic Motion*, 1, Odawara, Yokohama, 281-286.
- Zerva A. et O. Zhang, 1996. Estimation of signal characteristics in seismic ground motions. *Prob. Eng. Mech.*, **11**, 229-242.